Série VIII. — Tome VII. N° 11. Novembre 1946.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

SUR LA POSSIBILITÉ D'ÉTUDIER L'ACTIVITÉ DES ROCHES PAR L'OBSERVATION DES TRAJECTOIRES DES RAYONS α DANS L'ÉMULSION PHOTOGRAPHIQUE

Par Mme Irène CURIE.

Institut du Radium.

Sommaire. — L'observation des trajectoires individuelles des rayons α dans l'émulsion photographique doit permettre d'évaluer les très faibles teneurs en uranium et en thorium dans les roches, et de voir si ces radioéléments sont répartis uniformément ou se trouvent dans des interstices entre les cristaux, ou dans des inclusions. Calcul du nombre de trajectoires, selon la teneur en U ou Th. Distinction entre U et Th. Groupes de trajectoires provenant des filiations radioactives. Pour l'examen d'un granite ordinaire, on prévoit la nécessité de faire des poses de plusieurs mois.

On sait que les éléments naturels, uranium et thorium, ainsi que leurs dérivés, existent en faible quantité dans toutes les parties de la croûte terrestre. Les quantités présentes sont, en général, extrêmement faibles. Par exemple, les granites contiennent par gramme de roche des quantités d'uranium variant de 10^{-6} g à 15.10^{-6} g et deux ou trois fois plus de thorium. Il existe des matières naturelles d'activité encore plus faibles, ou bien intermédiaire entre ces teneurs très faibles et celle des bons minerais qui peuvent contenir 20 à 40 pour 100 d'uranium ou de thorium.

Le dosage de l'uranium ou du thorium dans les roches et terrains ordinaires est difficile. Par les méthodes chimiques, il n'est guère praticable. Par les méthodes radioactives, on peut envisager la mesure globale de l'ionisation produite par les rayons α, ou la numération des rayons α ou β. On peut aussi mesurer, au moyen d'un compteur, le rayonnement γ émis par une quantité assez importante de roche.

Si l'on a une couche de matière contenant, en quantité connue, des radioéléments émetteurs de rayons α, on peut évaluer, au moyen de formules calculées par Evans, soit le nombre de rayons qui sortent de 1 cm² de la surface, soit l'ionisation produite par centimètre carré de la surface. Par exemple, pour un granite contenant 3.10^{-6} g d'urane et 6.10^{6} g de thorium par gramme de roche, on calcule, par centimètre carré de surface 6.10^{-4} rayons α par seconde et 58 ions par seconde, correspondant à un courant d'ionisation de $2{,}8.10^{-8}$ UES, soit une activité d'environ $1{,}6.10^{-5}$ en rapportant à un étalon d'oxyde d'urane de même surface. Avec les appareils de mesure d'ionisation ou de comptage les plus sensibles, on ne peut espérer mesurer de telles activités en utilisant une petite surface de roche. Le plus souvent on fait le dosage par les méthodes radioactives après traitement chimique d'une quantité assez importante de matière et concentration de l'uranium et du thorium ou de leurs dérivés radioactifs.

Par conséquent, il est difficile de savoir comment l'activité est en réalité répartie dans une roche ou un sol ordinaire. Dans une roche comme le granite composé d'une agglomération de plusieurs sortes de cristaux, il est peu vraisemblable que la répartition soit uniforme : on peut imaginer, soit que les radioéléments sont présents surtout dans l'une des espèces de cristaux, ou bien sur les surfaces de séparation de ceux-ci, ou encore qu'ils se trouvent à l'état plus concentré dans des inclusions. Pour élucider cette question, on peut essayer de séparer par des procédés mécaniques les différentes sortes de cristaux et les analyser séparément. Par des moyens de ce genre, Piggot a pu voir que l'activité d'un granite semblait plus concentrée dans les

interstices des cristaux, et dans les cristaux de mica [1].

On sait que l'on peut étudier la répartition de l'activité d'un minerai d'uranium ou de thorium par la méthode photographique. Peu après la découverte de la radioactivité, Becquerel fit des photographies par application d'une surface polie de minerai sur une plaque et obtint de belles photographies des veines actives. Sous cette forme, la méthode ne peut s'appliquer qu'à des matières de forte activité.

Les progrès récents dans la fabrication des plaques photographiques propres à l'étude des trajectoires individuelles des rayons α dans la gélatine, permettront d'étudier la quantité ou la répartition des radioéléments dans les roches ou les terrains même très peu actifs, à condition de faire des poses suffisamment longues. Une plaque photographique appliquée contre une roche polie, ou sur une matière en poudre pendant des jours ou des mois sera développée : on pourra compter au microscope les trajectoires des rayons α et voir si celles-ci sont distribuées uniformément.

Avec un faible grossissement de l'ordre de 100 à 200, on peut avoir, dans le champ du microscope, une surface de l'ordre du demi-millimètre carré. Si l'on prend le granite considéré plus haut, 6.10^{-4} rayons émis par centimètre carré et par seconde correspondent à 2,2 rayons par centimètre carré et par heure, ou environ 0,5 rayon par millimètre carré et par jour. Une pose de deux mois doit donner une quinzaine de rayons en moyenne dans le champ du microscope.

Examinons de plus près les conditions d'application de cette méthode d'examen. Les rayons émis par la matière sortent naturellement dans toutes les directions et viennent de diverses profondeurs. L'uranium est accompagné de tous les radioéléments de la famille uranium-radium en équilibre et, en proportion de 4 pour 100 de ceux-ci, des radioéléments de la famille de l'actinium. Le thorium est accompagné de tous les radioéléments de la famille du thorium, en équilibre. On sera souvent obligé d'utiliser des grossissements plus forts, avec lesquels le champ sera plus facile.

Dans une matière comme le granite, le parcours des rayons α est environ 5.10^{-4} fois le parcours dans l'air et il est aussi du même ordre de grandeur dans les plaques photographiques Ilford à émulsion concentrée. Dans les diverses matières qui constituent la croûte terrestre, il doit être, en général, peu différent sauf dans quelques minerais constitués de corps de poids atomique exceptionnellement lourd ou exceptionnellement léger. On peut d'ailleurs calculer le parcours dans chaque cas particulier. On admettra, bien que ce ne soit qu'approximativement vrai, que le parcours d'un rayon α dans la matière est proportionnel à son parcours dans l'air.

Les rayons α les plus longs des corps des familles de l'uranium et du thorium (Ra C' et Th C') ont respectivement, dans l'air à 15° et 760 mm de pression, des parcours de 6,9 cm et 8,6 cm correspondant à des parcours d'environ 38 μ et 47 μ dans les plaques photographiques. Naturellement, presque toutes les trajectoires auront un parcours beaucoup plus faible, puisque tous les autres radioéléments émettent des rayons α de plus faible parcours et que même la plupart des rayons α de Ra C' et de Th C' observés ne proviennent pas de la surface de la matière active, mais ont déjà été plus ou moins ralentis avant d'entrer dans l'émulsion photographique. A cause de cette absorption on devrait observer des trajectoires jusqu'à un parcours nul.

En pratique, on ne peut reconnaître avec sécurité les trajectoires, les distinguer des grains parasites de la plaque, que si leur parcours dans la gélatine n'est pas trop faible.

Dans une émulsion Ilford concentrée, la trajectoire d'un rayon du polonium (3,8 cm de parcours dans l'air) est d'environ 21 μ et comporte environ 42 grains en ligne droite. Il est donc facile d'observer les trajectoires de 2 cm de parcours ou même de 1 cm de parcours dans l'air.

Calcul du nombre de rayons émis par une matière à teneur connue en matière radioactive. — Prenons d'abord le cas d'un seul parcours de rayon α. Soit ν le nombre de rayons α sortant de 1 cm de la surface, soit R le parcours des rayons α dans l'air et R' le parcours dans la matière considérée, N, le nombre de rayons α émis par centimètre cube de matière et par seconde.

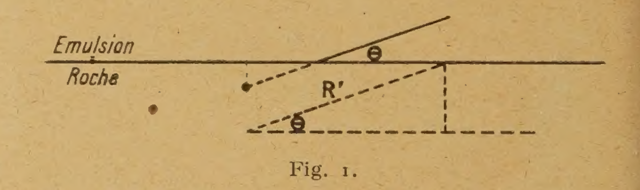


Fig. 1.

Si l'on considère les rayons α qui font avec la plaque un angle Θ, le nombre de ces rayons qui émergent de la surface est proportionnel à $R' \sin \Theta$; épaisseur de la couche dont ils peuvent sortir, ce nombre est, d'autre part, évidemment proportionnel à N. En intégrant pour les diverses directions, on a [2]

$$\nu = \frac{N}{4} R',$$

c'est-à-dire que le nombre de rayons α qui sortent, par centimètre carré de surface, est égal au quart des rayons émis dans une couche de matière d'épaisseur égale au parcours, ou encore la moitié des

[1] Piggot, *Am. J. Soc.*, 1929, **17**, p. 27.

[2] R. D. Evans, *Phys. Rev.*, 1934, **45**, p. 29.

ıyons que l'on observerait si les rayons α de cette ɔuche de matière radioactive étaient observés ıns absorption dans l'angle 2π.

Supposons que l'on ne puisse observer dans l'émul- on de la plaque photographique que les rayons qui ıt dans l'air un parcours au minimum égal à ρ. Tout passe comme si l'on avait des rayons de parcours $R-\rho$ dans l'air. On a

$$\nu = \frac{N}{4}\frac{R'}{R}(R-\rho) = \frac{N}{4}k(R-\rho), \qquad \text{où } k = \frac{R'}{R}.$$

On peut supposer qu'une roche ou un terrain aturel contient des radioéléments en équilibre vec l'uranium ou le thorium, bien que ce ne soit as toujours exact, car des actions physiques ou himiques ont pu, au cours du temps, produire ıne séparation partielle des radioéléments de pro- riétés différentes.

Pour l'uranium, il y a 8 espèces de rayons α rovenant des corps de la famille uranium-radium ı équilibre (même nombre de rayons de chaque spèce) et 7 espèces de rayons α de la famille de 'actinium, en proportion de 4 pour 100 des premiers.

Pour le thorium, il y a 6 radioéléments émetteurs e rayons α en équilibre, en considérant le Th $(C+C')$ omme un seul corps émettant les deux groupes e rayons α de Th C et de Th C', en proportion le 35 et 65 pour 100 respectivement.

Parcours moyen (en cm)
des divers groupes de rayons α dans l'air à 15° et 760 mm de pression.

J *I*....	2,65	Ac *U*...	2,82	Th....	2,60
J *II*...	3,21	Pa.....	3,51	R Th...	3,98
o.....	3,11	R Ac...	4,72	Th *X*...	4,28
Ra.....	3,30	Ac *X*...	4,32	Tn....	5,00
Rn.....	4,05	An....	5,69	Th *A*...	5,64
Ra *A*...	4,66	Ac *A*...	6,46	Th *C*...	4,66 (35 %)
Ra *C'*..	6,91	Ac *C*...	5,43	Th *C'*..	8,57 (65 %)
Po.....	3,84				

On a admis que $k = \frac{R'}{R}$ est constant pour une natière déterminée. Pour une série de corps en équilibre, émettant chacun N rayons par centimètre ube de matière, on aura donc, par centimètre carré le surface, émission de $\mathfrak{N}$ rayons avec

$$\mathfrak{N} = \frac{N}{4}k\Sigma(R-\rho).$$

On aura pour une matière émettant N_U rayons α le l'uranium I ou N_{Th} rayons α du thorium par entimètre cube et par seconde

$$\mathfrak{N}_U = \frac{N_U}{4}k\left[\sum_{Ra}R - 8\rho\right] + \frac{N_U}{4}k\times\frac{4}{100}\left[\sum_{Ac}R - 7\rho\right],$$

$$\mathfrak{N}_{Th} = \frac{N_{Th}}{4}k\left[\sum_{Th}R - 6\rho\right],$$

où $\sum_{Ra}R$, $\sum_{Ac}R$, $\sum_{Th}R$ désignent respectivement les sommes des parcours dans l'air des rayons α des familles uranium-radium, actinium, thorium (pour Th $C + C'$ on prend une valeur moyenne de $0{,}35\,R_{ThC} + 0{,}65\,R_{ThC'}$). On obtient numériquement :

$$\sum_{Ra}R = 31{,}7, \qquad \sum_{Ac}R = 32{,}9, \qquad \sum_{Th}R = 28{,}7;$$

$$\mathfrak{N}_U = \frac{N_U}{4}k(31{,}7 - 8\rho) + \frac{N_U}{4}k\times\frac{4}{100}(32{,}9 - 7\rho) = \frac{N_U}{4}k(33 - 8{,}3\rho),$$

$$\mathfrak{N}_{Th} = \frac{N_{Th}}{4}k(28{,}7 - 6\rho).$$

Le nombre de rayons comptés par centimètre carré de surface pour une matière contenant de l'uranium et du thorium sera, par exemple, pour diverses valeurs de ρ :

$$\rho = 0, \qquad \mathfrak{N} = \frac{N_U}{4}k\times 33 + \frac{N_{Th}}{4}k\times 28{,}7,$$

$$\rho = 1\text{ cm}, \qquad \mathfrak{N} = \frac{N_U}{4}k\times 24{,}7 + \frac{N_{Th}}{4}k\times 22{,}7,$$

$$\rho = 2\text{ cm}, \qquad \mathfrak{N} = \frac{N_U}{4}k\times 16{,}6 + \frac{N_{Th}}{4}k\times 16{,}7.$$

On voit que pour un nombre égal de rayons émis par l'uranium I ou le thorium, N_U et N_{Th}, on a des valeurs peu différentes de $\mathfrak{N}_U$ et $\mathfrak{N}_{Th}$, soit comme nombre total de rayons émis par centimètre carré de surface, soit comme nombre de rayons de plus de 1 cm ou de 2 cm de parcours restant.

On voit aussi que le nombre de rayons ayant au moins 2 cm de parcours restant est environ moitié du nombre total de rayons α qui émergent de la surface.

Introduisons maintenant la teneur en uranium ou en thorium. Si l'on admet pour les périodes de l'uranium I et du thorium, $4{,}5.10^9$ ans et $1{,}4.10^{10}$ ans, respectivement, il y a émission de $1{,}2.10^4$ rayons α par seconde par gramme d'uranium I et $0{,}4.10^4$ rayons α par seconde par gramme de thorium.

Pour une matière de densité d, contenant des concentrations c_U et c_{Th} d'uranium et de thorium, on a donc pour le nombre de rayons émis par centimètre cube de matière :

$$N_U = 1{,}2\times 10^4 c_U \times d,$$

$$N_{Th} = 0{,}4\times 10^4 c_{Th}\times d.$$

Donc, pour $\mathfrak{N}$, nombre de rayons émis par centi-

mètre carré de surface, on a

$$\mathfrak{N} = \frac{1{,}2 \times 10^4}{4} c_U d \times k(33 - 8{,}3\rho) + \frac{0{,}4 \times 10^4}{4} c_{Th} d \times k(28{,}7 - 6\rho),$$

$$\mathfrak{N} = 3 \times 10^3 c_U dk(33 - 8{,}3\rho) + 10^3 \times c_{Th} dk(28{,}7 - 6\rho).$$

Cette formule n'est valable que si ρ n'est pas supérieur au parcours des rayons α les plus courts émis par les radioéléments. Le plus faible parcours est celui du thorium, 2,6 cm. Nous avons dit qu'un parcours restant de 2 cm dans la plaque est largement suffisant pour distinguer les rayons. Par conséquent, les conditions d'application de la formule seront réalisées, en prenant toujours $\rho < 2{,}6$ cm.

A concentration égale d'uranium ou de thorium, il y a trois fois plus de rayons sortant de la surface de la matière contenant de l'uranium, à cause de la période plus courte de ce corps.

Calcul de k. — Pour calculer $k = \frac{R'}{R}$, rapport du parcours dans l'air et dans la matière absorbante, on admet que le « pouvoir d'arrêt » S d'un atome pour les rayons α ([3]) est sensiblement proportionnel à $\sqrt{A}$, A étant le poids atomique, et qu'il est additif. On prend pour unité le pouvoir d'arrêt d'un atome d'air fictif, de poids atomique 14,44. Pour une matière déterminée, on calcule, le nombre total d'atomes de chaque espèce contenu dans 1 cm³ et leur pouvoir d'arrêt total et l'on fait de même pour 1 cm³ d'air. Le rapport de ces valeurs est l'inverse du nombre k.

1 cm³ d'air à 15° et 760 mm de pression représente $1{,}23 . 10^{-3}$ g, soit, le pouvoir d'arrêt par atome étant 1 par définition, un pouvoir absorbant :

$$\frac{1{,}23 \times 10^{-3}}{14{,}44} \mathfrak{A} = 0{,}85 \times 10^{-4} \mathfrak{A},$$

où $\mathfrak{A}$ est le nombre d'Avogadro,

1 cm³ de matière de densité d contenant des concentrations c_1, c_2, etc., des atomes de poids atomique A_1 et A_2, etc. et de pouvoir d'arrêt S_1, S_2, etc., a un pouvoir absorbant :

$$\left(\frac{dc_1}{A_1} S_1 + \frac{dc_2}{A_2} S_2 + \dots\right)\mathfrak{A}.$$

On a donc

$$k = \frac{0{,}85 \times 10^{-4}}{d\Sigma \frac{cS}{A}}.$$

Comme la loi selon laquelle S est proportionnel à $\sqrt{A}$ n'est pas très exacte, on l'utilise de préférence pour calculer le pouvoir d'arrêt de chaque atome à partir du pouvoir d'arrêt connu d'un atome de masse peu différente. On peut utiliser comme base les nombres suivants :

Substance.	Air.	H.	O.	Al.	Cu.	Ag.	Pb.
S	1	0,22	1,06	1,5	2,5	3,2	4,4

Par exemple, pour le granite, considéré précédemment, on calcule $k = 4{,}7 . 10^{-4}$, on a :

$$c_U = 3 . 10^{-6}; \quad d = 2{,}7;$$
$$c_{Th} = 6 . 10^{-6}, \quad k = 4{,}7 . 10^{-4};$$

le nombre $\mathfrak{N}$ de rayons émis par centimètre carré de surface est

$$\mathfrak{N} = \mathfrak{N}_U + \mathfrak{N}_{Th} = 0{,}95 . 10^{-4}(4 - \rho) + 0{,}46 . 10^{-4}(4{,}8 - \rho)$$

On a ainsi pour $\rho = 0$, $\rho = 1$ cm, $\rho = 2$ cm, les valeurs suivantes pour $\mathfrak{N} = \mathfrak{N}_u + \mathfrak{N}_{Th}$

$$\rho = 0, \quad \mathfrak{N} = 6 \times 10^{-4};$$
$$\rho = 1, \quad \mathfrak{N} = 4{,}6 \times 10^{-4};$$
$$\rho = 2, \quad \mathfrak{N} = 3{,}2 \times 10^{-4}.$$

Conditions d'observation et de mesure. — Il y a lieu, tout d'abord, de faire quelques observations sur la technique d'emploi de la plaque photographique pour l'observation des trajectoires des rayons α.

La mesure des trajectoires peut se faire dans de bonnes conditions de précision quand celles-ci font un angle faible avec la surface de la plaque; si l'on a étalonné le pouvoir absorbant de l'émulsion en mesurant le parcours des rayons α connus, on peut ensuite évaluer le parcours avec une précision d'environ 2 μ correspondant à une précision d'environ 3 mm sur le parcours dans l'air. Pour que l'on puisse mesurer les trajectoires presque perpendiculaires à la plaque, il faut naturellement que ces trajectoires soient entièrement contenues dans l'émulsion, c'est-à-dire que celle-ci ait une épaisseur suffisante, environ 40 μ. Mais la mesure de ces trajectoires est, en tout cas, difficile : les deux bouts ne sont pas au point en même temps dans le microscope, et il faut un dispositif très précis de déplacement en hauteur de l'objectif pour permettre la mesure.

Ceci apporte un élément d'imprécision dans la numération des rayons. En effet, il est nécessaire de décider une longueur minimum des rayons α que l'on comptera, 1 cm ou 2 cm, par exemple, ou encore un nombre minimum de grains en ligne droite. Pour les rayons presque perpendiculaires à la plaque, il y aura une incertitude assez grande sur la numération des rayons courts.

Pour l'étude des roches naturelles contenant de faibles teneurs de radioéléments, on sera amené à faire de longues poses, plusieurs mois ou davantage

([3]) Le pouvoir d'arrêt d'un atome est une grandeur proportionnelle au pouvoir absorbant de l'atome pour les rayons α et, par conséquent, inversement proportionnelle au nombre d'atomes nécessaires pour arrêter complètement les rayons α, donc inversement proportionnelle au parcours.

age. On peut se heurter à une difficulté pratique, ar l'image latente formée par les rayons est suscepible de disparaître au bout de quelques mois. Il e semble pas douteux que l'on surmontera cette ifficulté par une technique appropriée, au besoin n utilisant des plaques à émulsion un peu moins oncentrée.

Naturellement, il faut étalonner l'émulsion en nesurant la longueur des trajectoires et le nombre le grains pour des rayons α de parcours connu.

Dosage par la numération des rayons. — Supposons tout d'abord la matière radioactive épartie uniformément. S'il n'y a que de l'uranium ou que du thorium, la détermination du nombre le rayons de parcours supérieur à ρ reçus dans la plaque en un temps donné, permet, en principe, l'évaluer la concentration c_U ou c_{Th}.

Outre les causes d'erreur dues à la numération elle-même, il peut y avoir des erreurs dues au fait que les radioéléments ne sont pas en équilibre dans a matière considérée. L'écart avec l'équilibre ne doit pas être notable dans la plupart des matières ompactes d'origine assez ancienne; il est probablement considérable pour des terres et des matières poreuses lavées par les eaux. Enfin, il est de toute vidence que l'équilibre ne peut être réalisé dans ertaines matières naturelles de formation récente.

Certaines matières sont susceptibles aussi de légager un peu d'émanation. Dans le cas de l'émanation du radium dont la vie est assez longue période 3,8 jours), ceci se traduirait par une diminution du nombre de rayons de Rn, Ra A et Ra C'. Dans le cas de l'émanation du thorium dont la vie est courte (54 s), cela pourrait se traduire par une augmentation du nombre de rayons de Tn, Th A, Th $(C + C')$, la plaque se trouvant impressionnée par le gaz radioactif diffusant d'une certaine épaiseur de matière; il en serait de même pour l'émanaion de l'actinium, mais à cause de sa période encore plus courte, il est probable qu'il y a peu de matières qui en dégagent appréciablement.

Si la matière examinée contient de l'uranium et lu thorium, la numération dans la plaque permet le déterminer $N_U + N_{Th}$. On a vu, en effet, qu'en prenant $\rho = 2$ les rapports $\frac{\mathcal{N}_U}{N_U}$ et $\frac{\mathcal{N}_{Th}}{N_{Th}}$ sont égaux t l'on a

$$\mathcal{N} = \frac{k}{4} \times 16,6(N_U + N_{Th}).$$

On peut, avec une faible précision, évaluer le apport de l'uranium au thorium, ce qui permet lors de déterminer c_U et c_{Th}.

Évaluation du rapport de l'uranium au thorium. — Les rayons les plus longs émis par les adioéléments des trois familles sont ThC' : 8,57 cm; Ra C' : 6,91 cm; Ac A : 6,46 cm; Th A : 5,64 cm.

Les rayons mesurés sur la plaque dont les parcours correspondent à plus de 7 cm d'air sont sûrement ceux de Th C'. Ceux qui ont un parcours compris entre 7 et 5,8 cm peuvent être soit des rayons de Th C' partiellement absorbés avant leur entrée dans la plaque, soit des rayons de Ra C' ou Ac A.

Reprenons la formule relative à un groupe de rayons :

$$\nu = \frac{N}{4} k(R - \rho).$$

Appelons :

ν_1, le nombre de rayons de parcours supérieur à 7 cm.

ν_2, le nombre de rayons de parcours inférieur à 7 cm, supérieur à 5,8 cm

$$\nu_1 = 0,65 \frac{N_{Th}}{4} k \times (8,57 - 7) = 0,65 \frac{N_{Th}}{4} k \times 1,57$$

$$\nu_1 + \nu_2 = 0,65 \frac{N_{Th}}{4} k(8,57 - 5,8) + \frac{N_U}{4} k(6,91 - 5,8) + \frac{N_U}{4} k \times \frac{4}{100}(6,46 - 5,8);$$

ce qui donne

$$\nu_1 = \frac{N_{Th}}{4} k \times 0,65 \times 1,57 = \frac{k}{4} N_{Th} \times 1,02,$$

$$\nu_2 = \frac{N_{Th}}{4} k \times 0,65 \times 1,2 + \frac{N_U}{4} k \times 1,11 + \frac{N_U}{4} k \times 0,03 = \frac{k}{4}(0,78 N_{Th} + 1,14 N_U).$$

On a donc environ

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = 0,8 + 1,1 \frac{N_U}{N_{Th}} = 0,8 + 3,3 \frac{c_U}{c_{Th}}.$$

S'il n'y a que du thorium et ses dérivés, le rapport $\frac{\nu_2}{\nu_1}$ est égal à 0,8. S'il y a aussi de l'uranium, $\frac{\nu_2}{\nu_1}$ est plus grand. La mesure de $\frac{\nu_2}{\nu_1}$ permet de déterminer $\frac{N_U}{N_{Th}}$, ou encore $\frac{c_U}{c_{Th}}$.

Le nombre de rayons de parcours supérieur à 7 cm est assez faible vis-à-vis du nombre total de rayons de parcours supérieur à 2 cm, par exemple. Pour du thorium seul, il est de 1/17e.

En raison de la difficulté de la mesure précise des rayons très obliques, on pourra déterminer le rapport du nombre de trajectoires de $5,8 < R < 7$ cm et $R < 7$ cm en comptant seulement jusqu'à un angle déterminé. Cela ne modifie pas le rapport.

La méthode n'est applicable que pour des matières relativement actives, car les mesures ne porteront que sur les rayons les plus longs et sur les trajectoires qui ne font pas un grand angle avec la plaque, donc sur une petite fraction du nombre de trajectoires et il faudra un fort grossissement, ce qui réduit le champ. Même avec un nombre suffisant de trajectoires, la détermination des parcours dans la gélatine n'est pas suffisamment précise pour que l'on

puisse espérer mieux qu'une valeur très grossière du rapport $\frac{c_U}{c_{Th}}$.

Étude de la répartition des matières actives. — Si l'uranium et le thorium ne sont pas distribués de façon homogène, les rayons ont leur origine sur de petites surfaces, des points ou des lignes actives. On peut, en général, reconnaître l'origine d'un rayon α de son extrémité, parce que les grains impressionnés sont plus serrés à la fin du parcours, mais il subsiste une indétermination dans l'origine, du fait que les rayons peuvent provenir de la surface ou d'une certaine profondeur, indétermination que l'on peut supposer être de l'ordre du parcours moyen des rayons dans la matière, soit de l'ordre de 20 μ.

Par conséquent, une roche active, contenant des cristaux inactifs de l'ordre de 40 μ apparaîtrait comme d'activité sensiblement homogène. Par contre, on pourrait déceler des centres actifs très petits dans une matière inactive.

Remarquons que si l'activité des roches ordinaires était concentrée dans des inclusions contenant une concentration élevée d'uranium et de thorium, ces inclusions pourraient être peu nombreuses. Supposons, par exemple, que l'activité du granite soit entièrement concentrée dans des inclusions à 10 pour 100 d'uranium + thorium. Pour 10^{-5}g de U + Th, il y aurait 10^{-4}g d'inclusions actives par gramme, et en supposant leur densité peu différente de celle de la roche, leur volume global serait de 0,1 mm³ par cm³ de roche. Si l'on supposait en moyenne des inclusions de dimensions de l'ordre de 0,1 mm, il n'y en aurait qu'une centaine par centimètre cube. Si l'on admet qu'une inclusion doit se trouver dans une couche de 0,1 mm d'épaisseur à partir de la surface pour être observée, on en verrait en moyenne une par centimètre carré. Par conséquent, il pourrait facilement arriver que l'on n'en observe aucune sur 1 cm² de roche polie pris au hasard. Dans ce cas, d'ailleurs, on devrait observer un nombre trop faible de trajectoires ne correspondant pas à la teneur en uranium et en thorium du granite mesurée globalement.

La présence d'une inclusion radioactive doit se traduire par la présence de petits groupes de rayons ayant leur origine dans une région étroitement délimitée. Le nombre de rayons ainsi groupés sera d'autant plus grand que la pose sera plus longue. A moins de faire des poses très longues, on ne pourra pas observer d'inclusions de très petites dimensions. En effet, si l'on suppose un grain de 5 μ d'un composé contenant 30 pour 100 d'uranium, placé près de la surface de la plaque, il ne produira dans celle-ci que quelques rayons par mois. Les rayons provenant d'un grain radioactif inclus dans une roche ou mélangés dans une matière en poudre, auront donc, en général, des points de départ voisins, mais non confondus au microscope. Mais l'on doit observer aussi des groupes de rayons provenant des filiations radioactives. Il conviendra de ne pas les confondre avec les précédents.

Groupes de rayons provenant des filiations radioactives. — Si un atome de radium se désintègre, se transformant en radon, on sait qu'en un mois tout ce radon s'est transformé en radium D par l'intermédiaire des corps à vie courte Ra A, Ra B, Ra C, Ra C'; après un mois, on peut dire avec certitude que quatre rayons ont été émis du même point. Si ce point était situé contre la surface de la plaque, on pourrait observer dans celle-ci, un, deux, trois ou quatre rayons; si les rayons α sont absorbés avant leur entrée dans la plaque, cela diminue la probabilité d'observer plusieurs rayons, même s'ils sont émis vers la plaque, et l'origine commune des rayons devient aussi plus incertaine car on ne peut la déduire que de l'extrapolation de la direction des rayons.

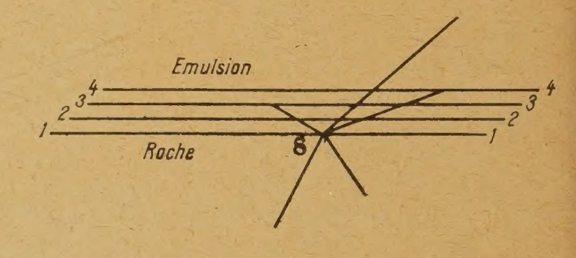


Fig. 2.

5 rayons partent du point s. Selon que la surface de séparation de l'émulsion et de la roche est en **1**, **2**, **3** ou **4**, on observera dans l'émulsion (**1**) 3 trajectoires partant du même point; (**2**) 3 trajectoires divergentes; (**3**) 2 trajectoires divergentes; (**4**) 1 trajectoire.

Dans la famille uranium-radium, les rayons de U I, U II, Io et Po n'ont qu'une probabilité insignifiante d'être émis sur la même plaque que l'un des autres rayons de la même série de transformations radioactives : ils donneront des trajectoires isolées. On peut observer dans une plaque des groupes de rayons α venant des corps Ra, Rn, Ra A, Ra C' en filiation. Naturellement, on peut aussi bien observer un couple Ra-Ra C' qu'un couple Ra A-Ra C'; l'ordre des désintégrations n'importe pas. Dans la famille de l'actinium, on peut observer des groupes de rayons provenant des cinq corps RAc, AcX, An, AcA, AcC. Dans la famille du thorium, on peut observer des groupes de rayons provenant des cinq corps RTh, ThX, Tn, ThA, Th $(C + C')$.

Des groupes de deux ou trois rayons provenant des filiations radioactives sont très probables quand l'origine est près de la surface. Si l'on prend le cas des cinq dérivés de l'actinium ou du thorium, avec

origine contre la plaque, les répartitions les plus probables sont d'avoir soit deux rayons dans la plaque et trois du côté opposé, soit l'inverse. Toutefois, si l'on considère le fait que l'origine n'est pas en général à la surface de la matière active, les groupes de trois rayons sont moins probables que ceux de deux (*fig.* 2).

Voyons la manière dont se forme un groupe de rayons ayant son origine dans les filiations. Prenons le cas du radium : quand un rayon de Ra a été émis, il s'écoulera parfois plus de 15 jours avant que l'atome de Rn (période 3,8 jours) se détruise à son tour. Mais une fois que le rayon de Rn est émis, les rayons de Ra A et de Ra C' sont émis rapidement, en moins de 3 h. Comme il ne peut y avoir un couple de rayons de n'importe quelle combinaison des quatre corps que si l'atome de Rn est détruit, on peut être certain que quelques heures après la formation d'un groupe de deux rayons, il y aura, à cet endroit, un groupe de deux, trois ou quatre rayons, qui n'augmentera plus.

On peut voir, de même, d'après les périodes des corps, que pour la famille de l'actinium, la filiation radioactive est sûrement terminée environ 3 h après la formation d'un premier couple de rayons. Pour le thorium, c'est un peu plus long; il faut environ 2 jours, à cause de la période de 10,5 h de Th B qui retarde la formation de Th $(C + C')$.

Par conséquent, si l'on fait une pose assez longue par rapport à cette durée de 2 jours, il s'établira une proportion constante entre les nombres n_2 n_3, n_4, n_5 de groupes de deux, trois, quatre ou cinq rayons de toutes les familles radioactives. En augmentant la pose, le nombre de chaque type de groupe augmentera dans la même proportion, mais le nombre de rayons des groupes ne s'accroît pas.

Au contraire, les groupes de rayons ne résultant pas des filiations radioactives s'accroissent continuellement avec le temps de pose.

Donc, en faisant sur une même matière deux poses successives, de durée différente, la plus courte étant d'au moins une dizaine de jours, on doit trouver sensiblement les mêmes rapports $n_5/n_4/n_3/n_2$ sur les deux plaques, si les groupements n'ont pour origine que les filiations, et il n'y aura pas de groupes de plus de cinq rayons. Si, au contraire, il y a des grains radioactifs, il pourra y avoir des groupes de plus de cinq rayons et les rapports $n_5/n_4/n_3/n_2$ ne restent pas constants; de plus, si la matière est une roche polie, on pourra voir que les groupes de rayons les plus importants se forment toujours aux mêmes endroits.

Pour l'observation des groupes de rayons provenant soit d'inclusions, soit de filiations, il est essentiel que l'émulsion photographique soit parfaitement appliquée sur la matière active.

Conclusions. — On voit que la méthode présente diverses difficultés d'application, mais elle semble pouvoir donner des résultats impossibles à obtenir par tout autre procédé.

Le dosage de l'uranium et du thorium par la numération des rayons ne doit pas fournir une valeur bien précise, mais il sera important de confronter son résultat avec les teneurs mesurées par les méthodes globales pour juger si l'activité n'est pas concentrée dans des grains qui auraient échappé à l'observation par suite de leur petit nombre. Il pourra être intéressant aussi, à ce point de vue, de comparer le nombre de rayons observés avec une roche polie ou avec une roche analogue réduite en poudre.

L'examen des roches ordinaires demandera des poses très longues, au moins plusieurs mois. Si la radioactivité est concentrée dans des inclusions ou entre les cristaux, ce doit être relativement assez facile à établir; mais si certains des cristaux sont actifs, et d'autres inactifs, des poses très longues seront nécessaires pour en être certain, car il faudra que le nombre moyen des rayons soit assez grand pour qu'une lacune ne puisse être due aux fluctuations de probabilité.

Pour l'examen de matières, telles que des terres lavées par les eaux, on ne peut guère espérer que l'équilibre radioactif soit réalisé, de sorte que le dosage ne doit pas avoir de sens dans la plupart des cas. Toutefois, il peut être intéressant de voir si l'activité est répartie uniformément ou si la matière est composée de grains actifs mélangés à une matière inactive.

Des minéraux plus radioactifs que les roches ordinaires pourront fournir des sujets d'étude exigeant des poses moins longues.

Manuscrit reçu le 25 octobre 1946.

MICROSCOPE ÉLECTRONIQUE MAGNÉTIQUE A GRAND POUVOIR DE RÉSOLUTION

Par Gaston DUPOUY.
Faculté des Sciences de Toulouse.

Sommaire. — Les phénomènes de diffraction limitent le pouvoir de résolution du microscope classique.

L'emploi des ondes de de Broglie associées à des électrons rapides permet d'atteindre aujourd'hui, avec le microscope électronique, des grossissements au moins 50 fois plus grands que ceux du microscope à lumière.

L'article ci-dessous contient la description du premier microscope électronique de grande puissance, construit dans le Laboratoire de l'auteur, ainsi que l'exposé de quelques travaux effectués au moyen de cet instrument.

1. Introduction. — Les grossissements utiles des microscopes classiques sont de l'ordre de 1500 à 2000. Ce n'est qu'exceptionnellement, par l'emploi de l'ultraviolet, que l'on a pu atteindre 3000. Or, les formules exprimant le grossissement du microscope montrent que l'on peut accroître celui-ci en agissant sur différents facteurs : par exemple, un moyen simple consisterait à allonger le corps de l'instrument. Si l'on n'a pas cherché, malgré le gros intérêt que cela présenterait, à augmenter le grossissement utile au delà de 1500, c'est qu'on est limité par une autre propriété de l'appareil, plus fondamentale encore : son « pouvoir séparateur ».

On sait que si l'on désigne par ε la distance minima de deux points de l'objet encore visibles séparément dans le microscope, on a

$$\varepsilon = \frac{0{,}61\lambda}{n \sin u},$$

où λ désigne la longueur d'onde de la lumière utilisée, supposée monochromatique; n, l'indice du milieu interposé entre l'objet et la lentille frontale de l'objectif et u le demi-angle au sommet du cône formé par les rayons issus de l'objet et s'appuyant sur le contour de l'objectif.

Ce qu'il faut, par la suite, retenir de capital dans cette formule, c'est que la séparation de deux points extrêmement voisins d'un objet est d'autant plus commode que la longueur d'onde de la lumière utilisée pour l'éclairer est plus courte.

Exemple. — Avec $\lambda = 0{,}5\,\mu$; $n = 1$, $\sin u \leq 1$, $\varepsilon = 0{,}3\,\mu$.

En pratiquant ce qu'on appelle en technique microscopique l'*immersion*, au moyen d'huile de cèdre d'indice $n = 1{,}51$, on arrive à $\lambda = 0{,}2\,\mu$.

Pour aller plus loin, on a utilisé des radiations ultraviolettes données par l'arc au mercure; on atteint ainsi : $\varepsilon = 0{,}1\,\mu$ et le grossissement est alors de l'ordre de 3000.

Il faut noter que le gain obtenu, assez minime, n'est possible que par une complication déjà importante de l'appareillage puisque le microscope nécessite alors une optique en quartz et qu'à l'observation visuelle, on substitue la photographie.

2. La naissance du microscope électronique. — A quel concours de circonstances doit-on la naissance du microscope électronique ?

Deux faits nouveaux ont, au cours de ces dernières décades, permis la réalisation de cet instrument.

En 1924, M. L. de Broglie fut le premier à mettre en lumière un aspect imprévu des propriétés de l'électron en montrant qu'il est, à la fois, onde et corpuscule [1].

Considérons la formule classique de M. L. de Broglie

$$\lambda = \frac{h}{mv} \qquad (1)$$

donnant la longueur d'onde λ de l'onde associée à un corpuscule de masse m et de vitesse v. En faisant intervenir la tension accélératrice V des électrons, on peut l'écrire sous la forme

$$\lambda = \frac{12{,}25}{\sqrt{V}}, \qquad (2)$$

où λ est exprimée en angströms, si V est donnée en volts.

On tire de (2) que, pour des électrons de 50 000 V, la longueur d'onde de l'ordre associée est égale à 0,055 Å.

Nous voyons que la longueur d'onde de la radiation verte du mercure : $\lambda = 5461$ Å $\sim$ 5500 Å est

[1] L. de Broglie, *Thèse*, Paris, 1924.

environ 100 000 fois plus grande que celle de l'onde associée à un électron de 50 000 V.

Ainsi, d'après ce qui précède on peut, théoriquement du moins, espérer augmenter considérablement le pouvoir séparateur et le grossissement d'un microscope en utilisant pour « éclairer » l'objet des ondes associées à des électrons rapides. C'est sur ce point de départ, vraiment encourageant, qu'on s'est lancé dans la construction des microscopes électroniques.

Puis, en 1926, les travaux de H. Busch permirent la réalisation de l'optique électronique dont ce savant a donné les bases rationnelles. H. Busch démontra le fait fondamental suivant : tout champ électrique ou magnétique ayant la symétrie de révolution par rapport à un axe, exerce sur des faisceaux électroniques paraxiaux une véritable action « focalisatrice » et joue le rôle d'une « lentille électronique » capable de donner des « images » au sens de ce terme en optique (²).

Effectivement, à la suite du travail de Busch, différents chercheurs mirent au point la construction de lentilles électroniques : les unes électriques, les autres magnétiques, au moyen desquelles ils purent observer des images d'objets variés.

L'optique électronique ainsi créée, ouvre un champ nouveau pour les recherches scientifiques. Si l'on en juge par les résultats obtenus, il semble qu'elle soit appelée à permettre des progrès retentissants dans certains domaines de la Science.

3. **Le microscope électronique magnétique.** — Nous allons décrire brièvement le premier microscope électronique magnétique à grand pouvoir de résolution qui ait été réalisé en France.

L'installation de microscopie électronique dont il va être question ci-dessous, a été mise au point pendant la guerre, à la Faculté des Sciences de Toulouse, dans le laboratoire de l'auteur. Elle comprend trois parties essentielles :

I. Un générateur électrique de haute tension continue, destiné à produire des électrons monocinétiques de grande vitesse. Les tensions actuellement utilisées sont de l'ordre de 70 000 V. Cependant, en vue d'accroître notablement la pénétration des électrons, il est prévu pour un proche avenir un générateur de 250 kV.

II. Un groupe de pompage permettant de réaliser un vide de l'ordre de 10^{-5} mm de mercure, ainsi que tous les appareils servant à la mesure du vide.

III. Le microscope électronique proprement dit (*fig.* 1).

Nous ne mentionnerons ici rien de spécial concernant le générateur haute-tension et les pompes à vide. Mais nous donnerons quelques détails sur le microscope électronique lui-même. On peut en avoir une vue d'ensemble sur la photographie.

(²) H. Busch, *Ann. der Physik*, 4ᵉ série, 1926, **81**, p. 974-993.

Il se compose, en somme, des mêmes éléments fondamentaux que le microscope classique. C'est pourquoi on utilise, pour les désigner, la même nomenclature. Disons quelques mots de chacun d'eux.

1° La source d'électrons ou canon a électrons. — La *cathode* émettant les électrons peut être *froide*, comme dans un tube à rayons cathodiques ordinaires, ou *chaude* : elle ressemble alors, par exemple, au filament d'une ampoule à rayons X du type Coolidge.

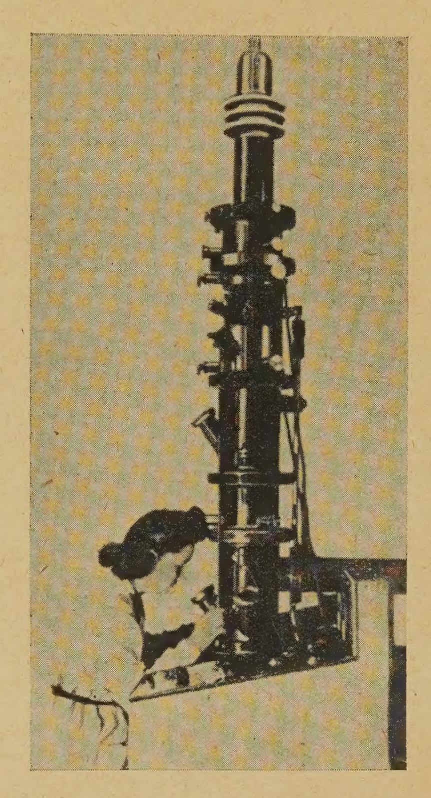


Fig. 1. — Microscope électronique.

C'est une cathode chaude que nous utilisons. Elle est constituée par un filament de tungstène en forme d'épingle à cheveux et chauffée par un courant électrique. L'avantage des cathodes chaudes réside dans le fait qu'on peut régler le débit dans le microscope, indépendamment de la tension, ainsi que de la pression à l'intérieur de l'instrument.

Autour de la cathode, et coiffant celle-ci, se trouve un cylindre de Wehnelt porté à un potentiel légèrement négatif (quelques dizaines de volts) par rapport au filament.

De la sorte, les électrons extraits du filament et qui se précipitent vers l'anode, sont concentrés à la

sortie du Wehnelt en un pinceau filiforme de très faible section (1/10e de millimètre environ).

2° Le condenseur. — Cette lentille sert :

a. à concentrer le faisceau d'électrons sur l'objet;

b. à orienter ce faisceau; ce que l'on obtient en

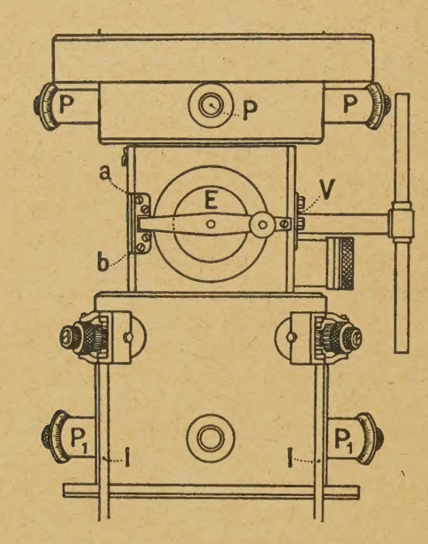


Fig. 2. — Chambre d'objet. (Élévation.)

faisant légèrement basculer la lentille au moyen de dispositifs appropriés. On aperçoit, sur les figures 2

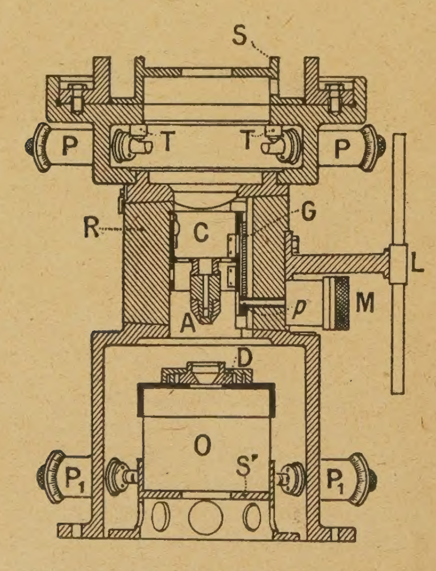


Fig. 3. — Chambre d'objet. (Coupe.)

et 3, les poussoirs P, manœuvrables de l'extérieur, qui soulèvent au moyen d'un plan incliné des tiges verticales T. Celles-ci provoquent l'inclinaison du support S du condenseur.

3° La chambre d'objets a écluse. — Elle permet d'introduire les objets à étudier dans l'appareil, sans perturber le vide (*fig.* 2 et 3).

Le dispositif d'écluse que nous utilisons jusqu'ici est essentiellement constitué par un très gros robinet métallique R (diamètre moyen, 100 mm). Le rodage du boisseau, qui est très délicat en raison des dimensions, doit être effectué avec beaucoup de soins. La « voie » du robinet est constituée par un canal axial C de grande section (diamètre, 50 mm). Ce robinet peut être tourné d'un angle de 90°, par une poignée L, entre deux positions extrêmes définies par des butées.

Dans l'une de ces positions, le robinet est fermé. Il isole alors la partie supérieure du microscope du corps inférieur de l'instrument. L'axe de la cavité C est horizontal, si bien qu'en ouvrant la porte circulaire E, mobile autour d'un axe *ab* et normalement verrouillée en V, on peut introduire ou enlever, selon les cas, la cartouche porte-objet A. Afin de pouvoir ouvrir cette porte, il est prévu une rentrée d'air permettant d'établir la pression atmosphérique dans C.

Quand l'objet à examiner est introduit dans son support A, on referme la porte E; celle-ci vient presser, par l'intermédiaire de deux nervures concentriques, sur un anneau de caoutchouc, assurant ainsi l'étanchéité.

On vide, au moyen d'une pompe primaire, la cavité C jusqu'à ce que la pression soit tombée à 10 baryes environ. La pression atmosphérique extérieure exerce alors, sur la porte, une force d'une centaine de kilogrammes qui comprime encore davantage l'anneau de caoutchouc.

La petite quantité d'air qui se trouvait dans C, sous une pression réduite, se détend dans tout le volume de l'instrument, de sorte que l'accroissement momentané de pression est très faible. Les pompes à diffusion font d'ailleurs retomber celle-ci, très rapidement, à sa valeur normale.

La cartouche porte-objet A peut être abaissée par un mouvement de translation verticale et introduite dans une pièce conique D qui lui sert de logement (*fig.* 3 et 4). Ce mouvement de translation verticale peut être commandé de l'extérieur au moyen d'un bouton moleté M qui actionne un pignon denté *p*, lequel engrène dans une crémaillère G.

Nous avons imaginé un dispositif qui permet d'abandonner, dans le vide, la cartouche porte-objet A pour la rendre solidaire de son logement D. Ainsi, le support d'objet n'ayant plus de liaison matérielle avec le système mécanique qui sert à l'introduire dans l'instrument, pourra être déplacé à volonté, dans son propre plan, afin de permettre son exploration complète.

Pour cela, la pièce D est munie d'un système mécanique permettant, comme dans la platine du

microscope classique, de donner à la préparation deux mouvements rectangulaires (*fig.* 4).

Ceci est obtenu par deux poussoirs E disposés à angle droit et dont l'action est équilibrée par deux contre-ressorts F.

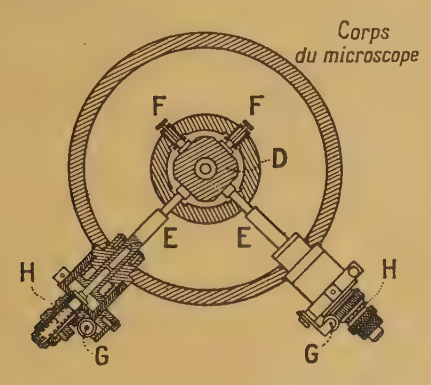


Fig. 4. — Dispositif permettant le déplacement de l'objet suivant deux directions perpendiculaires.

Les deux poussoirs E peuvent être déplacés très progressivement par le jeu des deux vis tangentes G qui attaquent deux couronnes dentées H. Les deux vis tangentes sont mises en action par l'observateur lui-même au moyen de tiges I qui montent le long de l'instrument, à l'extérieur de celui-ci. De cette façon, l'observateur peut explorer toute la préparation d'une manière continue. En raison des forts grossissements utilisés, il est indispensable que le dispositif de commande comporte une très grande démultiplication. Dans notre instrument, il est très facile d'apprécier des déplacements du 1/10e de micron.

Quand l'examen de l'objet est achevé, les choses sont disposées de telle sorte qu'on puisse aller repêcher dans le vide la cartouche porte-objet, la réintroduire dans le canal C du robinet R et l'écluser comme il a été expliqué ci-dessus.

4° L'objectif. — Le rôle de cette lentille est analogue à celui de l'objetif du microscope ordinaire : elle est destinée à former la première image réelle de l'objet.

La distance de l'objet au centre de l'objectif peut difficilement être inférieure à quelques millimètres, parce qu'il faut loger tout le dispositif mécanique dont il vient d'être question. De sorte que le grossissement de la première lentille est, en général, de l'ordre de 80 à 100.

L'objectif est placé en O (*fig.* 3). Il est disposé sur un support S′ dont l'embase à collerette est largement ajourée de trous afin de ne pas réduire la vitesse d'extraction des pompes. Le centrage de l'objectif est assuré, avec une grande précision, par des poussoirs P_1 manœuvrables de l'extérieur.

Un écran ayant la forme d'un disque circulaire et percé d'un petit trou, est disposé sur la face supérieure de la seconde lentille. C'est sur cet écran, rendu fluorescent par l'impact des électrons, que se forme l'image donnée par l'objectif. Cette image est observée au moyen d'un viseur à travers un hublot (*voir* la photographie de l'instrument, *fig.* 1).

Le viseur a un grossissement de 4 à 5, de sorte que l'image donnée par l'objectif est déjà vue avec un grossissement de l'ordre de 400. Ceci est très précieux pour l'examen rapide de la préparation et permet de choisir, dès l'abord, les régions intéressantes.

5° La lentille de projection. — Elle joue un rôle analogue à celui de l'oculaire du microscope classique. Elle grossit à son tour la première image donnée par l'objectif et fournit l'image réelle définitive. Celle-ci est mise au point et observée sur un second écran fluorescent.

La lentille de projection peut être utilisée avec une distance focale plus courte que celle de l'objectif, car on n'est pas ici gêné par la présence de l'objet. On réalise, en général, des grossissements de 150 à 400 pour la lentille de projection.

6° Chambre photographique a écluses. — La chambre photographique dont nous nous sommes servi jusqu'ici permet d'introduire des plaques photographiques dans l'instrument et de les faire sortir après avoir pris la photographie, sans modifier le vide d'une manière sensible.

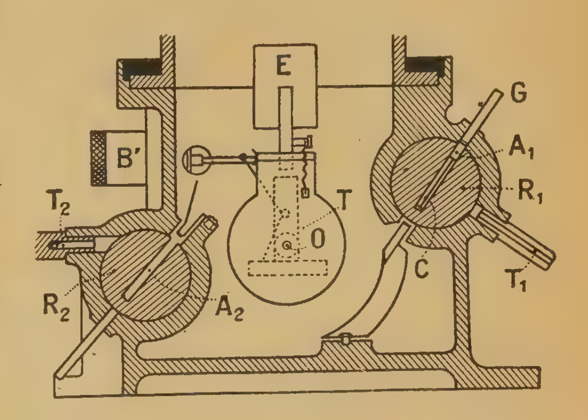


Fig. 5. — Chambre photographique. (Coupe.)

Le principe du dispositif utilisé comme chambre photographique est le suivant (*fig.* 5 et 6). Les écluses sont constituées par deux robinets R_1 et R_2, dont le diamètre moyen est de 70 mm. Chacun de ces deux robinets porte une entaille radiale (A_1, A_2) ayant des dimensions légèrement supérieures à celles du châssis (format de la plaque, $4{,}5 \times 6$ cm). R_1 sert à l'introduction du châssis, de l'extérieur dans l'instrument; R_2 est utilisé au contraire pour évacuer la plaque.

Décrivons, par exemple, la manœuvre de l'intro-

duction de la plaque. On fait entrer le châssis porte-plaque C, par un guide G. Le châssis pénètre dans son logement et il est maintenu en place par le verrou V. Le volume de l'air emprisonné dans l'entaille A_1 est de l'ordre de 15 cm³ seulement.

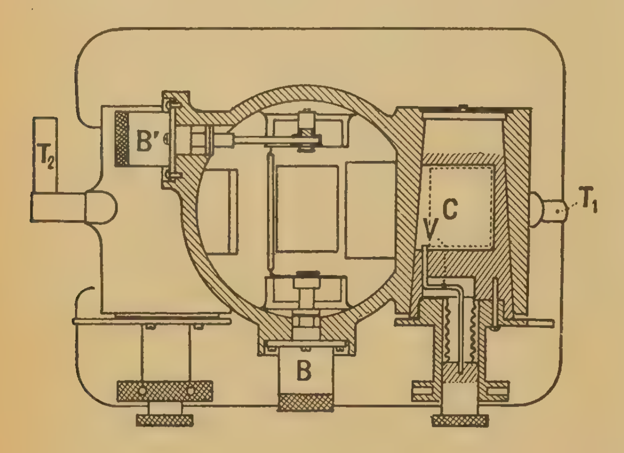


Fig. 6. —Chambre photographique. (Plan.)

On fait ensuite tourner le robinet de telle sorte que l'entaille soit en face du tube d'aspiration T_1, lui-même en communication avec une pompe à palettes. Pendant cette opération, le châssis porte-plaque ne bouge pas, en raison de la présence du verrou.

On aspire l'air dans la cavité jusqu'à ce que la pression tombe à 10 ou 20 baryes. Puis on fait tourner de nouveau R_1, pour l'amener dans une position exactement à 180° de celle représentée sur la figure. Ces diverses positions sont déterminées avec soin par des loquets automatiques.

La pièce T, que nous appellerons le *transbordeur*, peut tourner autour d'un axe O au moyen d'un dispositif étanche manœuvré par le bouton moleté extérieur B. Le transbordeur occupe sur le dessin la position de travail, pour la prise de la photographie.

Quand le transbordeur est incliné au maximum vers la droite, les choses sont disposées de telle sorte qu'il puisse recevoir le châssis photographique; celui-ci peut, en effet, tomber, sous l'action de la pesanteur, dès qu'on tire sur le verrou V. Il sera ensuite possible d'amener la plaque dans la position de travail, de manière que son plan soit exactement perpendiculaire à l'axe de l'instrument.

E est un volet, manœuvrable de l'extérieur au moyen de B'. Ce volet porte l'écran fluorescent destiné à permettre l'observation et la mise au point de l'image. Quand on veut prendre la photographie, on soulève le volet E pour le placer dans la position représentée sur la figure 5.

Pendant tout le temps que dure l'opération de transbordement de la plaque, le faisceau d'électrons est intercepté par un obturateur. Nous avons utilisé un obturateur électrique, puis un obturateur mécanique; ils donnent tous deux de bons résultats.

L'évacuation du châssis photographique vers l'extérieur se fait d'une manière analogue en inclinant le transbordeur vers la gauche; la plaque photographique tombe alors dans l'entaille A_2 et on peut la recueillir à l'extérieur en faisant faire à R_2 une rotation de 180°.

La durée des manœuvres d'éclusage, tant pour la chambre d'objet que pour la chambre photographique, est seulement de l'ordre de 3 mn.

L'observation de l'image définitive peut être faite simultanément par trois observateurs différents.

Quelques caractéristiques de l'instrument. — Indiquons quelques caractéristiques de notre microscope électronique, dans son état actuel :

La distance focale de l'objectif peut être réduite jusqu'à 3,5 mm. Dans ces conditions, la puissance absorbée par cette lentille électronique magnétique est inférieure à 10 W, pour des grossissements directs de 20 000 diamètres sur l'écran d'observation. Il n'a donc pas été nécessaire de prévoir un refroidissement spécial des bobines magnétisantes par un courant d'eau, comme c'est le cas dans certains appareils construits à l'étranger.

Le temps de pose correspondant à des grossissements directs de 10 000 est compris entre 0,5 et 1 s.

Le pouvoir de résolution obtenu permet de distinguer, sur certaines photographies spécialement prises à cet effet, des détails dont les dimensions ne dépassent pas 30 Å.

Nous comptons d'ailleurs, dans un proche avenir, améliorer encore ces résultats, par une étude plus soignée des lentilles électroniques.

Mise au point. — Dans le microscope électronique électrostatique, pour une tension accélératrice donnée des électrons, les distances focales des lentilles sont invariables. La mise au point se fait donc, comme dans le microscope classique, en déplaçant axialement l'objet par rapport à l'objectif. Dans ces conditions, le grossissement du microscope électronique électrostatique est fixe.

Dans le microscope électronique magnétique, au contraire, l'objet est à une distance invariable de l'objectif et la mise au point se fait en faisant varier la distance focale de chacune des lentilles.

Il résulte de ceci que, dans le microscope électronique magnétique, *le grossissement peut varier d'une manière continue.* On peut, par exemple, en agissant sur le rhéostat, qui règle l'intensité du courant dans la lentille de projection, faire grandir à volonté et d'une manière continue les dimensions de l'image définitive observée.

Pendant ce temps, on voit l'image tourner d'un angle qui peut être de plusieurs degrés : c'est le phénomène de la *rotation des méridiens.*

Il est très intéressant de pouvoir disposer à volonté du grossissement. Cela permet, en particulier, pour les observations, de faire un recoupement direct et immédiat avec ce que donne le microscope classique.

Précautions à prendre. — La manipulation d'un microscope électronique comporte, comme on peut s'en douter, un certain nombre de précautions :

1° Il faut tout d'abord que le générateur électrique fournisse une tension parfaitement continue. Sinon, les électrons émis par la cathode ne sont pas monocinétiques et les ondes associées ne sont pas monochromatiques. La constance de cette tension doit être réalisée au 1/10 000e près.

2° Il importe, d'autre part, d'éviter des vibrations dans le corps de l'instrument. En effet, pour un grossissement de 10 000, un objet dont la grandeur est de 1 μ donne sur la plaque une image de 1 cm. Si bien que toute vibration entraînant, suivant une direction perpendiculaire à l'axe optique, un déplacement relatif de 1/100e de micron entre l'objet et l'objectif, fait bouger l'image de l'objet sur la plaque, de 1/10e de millimètre. Il en résulte un flou inacceptable sur la photographie.

On peut tourner la difficulté d'une manière simple, dans le microscope électronique magnétique, en rendant la cartouche porte-objet solidaire de l'objectif pendant les observations. C'est ce qui est réalisé dans notre dispositif.

3° Afin de ne pas perturber les trajectoires des électrons, il est nécessaire de protéger ceux-ci contre les champs magnétiques parasites extérieurs dont l'action pourrait altérer la qualité des images obtenues. Le champ magnétique terrestre, dont l'intensité est pourtant faible, est lui-même très gênant.

On parvient au résultat cherché en prenant pour le corps tubulaire du microscope un cylindre de fer ou d'acier doux à parois épaisses; ou encore en protégeant les électrons, sur leur parcours, par des écrans magnétiques en permalloy.

Ouverture des lentilles. — En général, l'ouverture des lentilles utilisées dans les microscopes électroniques est très faible. C'est en effet le seul moyen que nous ayons, jusqu'ici, pour réduire les aberrations d'ouverture. On ne sait pas construire des objectifs « corrigés » au sens habituel de ce mot en optique.

Von Ardenne utilise des diaphragmes de lentilles de 5 μ et même de 3 μ, ce qui correspond pour son objectif à des ouvertures de lentilles comprises entre F : 180 et F : 500 !

Profondeur du foyer. — Signalons une conséquence importante du fait que l'on utilise en optique électronique des lentilles de très faible ouverture. En raison de cette particularité, le microscope électronique possède une profondeur de foyer considérable : environ 1000 fois plus grande que celle du microscope classique, à grossissement égal.

Ceci est une circonstance favorable, en ce qui concerne la mise au point d'une préparation dont tous les éléments ne sont pas rigoureusement dans un même plan.

Par contre, les naturalistes y verront un inconvénient; car il est dès lors impossible, comme ils le font couramment dans le microscope ordinaire, de mettre au point sur des « sections optiques » à des profondeurs différentes, afin de reconstruire la forme de l'objet dans l'espace.

Pourtant, en général, sauf dans ce dernier cas, la profondeur de foyer dans le microscope électronique sera un grand avantage et facilitera beaucoup le travail de mise au point.

Résultats obtenus. — Malgré les faibles ouvertures utilisées en optique électronique, le pouvoir séparateur théorique devrait encore être considérable.

Avec une ouverture $O/F = \frac{1}{100}$, le calcul donne les pouvoirs séparateurs suivants :

Électrons de 1500 V :

$$\varepsilon = 3 . 10^{-3} \mu = 30 \text{ Å}.$$

Électrons de 75 000 V :

$$\varepsilon = 0{,}44 . 10^{-3} \mu = 4{,}4 \text{ Å}.$$

Ainsi, en utilisant des électrons de 75 000 V, on devrait théoriquement obtenir un pouvoir séparateur encore 500 fois supérieur à celui du microscope classique.

En réalité, dans la pratique, on n'en est cependant pas là et l'on n'a pas obtenu mieux aujourd'hui que $\varepsilon = 20$ à 30 Å.

L'explication de cet écart est fournie par les faits suivants :

1° Bien que le faisceau d'électrons soit considérablement diaphragmé, on n'arrive pas à faire disparaître totalement les aberrations de sphéricité; celles-ci, quoique très faibles, subsistent encore.

2° Toute variation de tension du générateur se traduit par une modification de la vitesse des électrons : d'où résulte une *aberration chromatique*. C'est là un défaut essentiel des lentilles électroniques magnétiques. Pourtant, il est aujourd'hui possible, en perfectionnant convenablement les techniques de stabilisation des tensions, d'obtenir des générateurs à tension constante au 1/10 000e près.

3° Enfin, il y a une troisième raison, un peu inattendue : c'est la répulsion que les électrons exercent les uns sur les autres en vertu des actions coulombiennes. On peut d'ailleurs démontrer que cette répulsion est en partie compensée, aux grandes vitesses, par des actions électromagnétiques.

Les grossissements actuellement atteints avec les bons instruments sont de l'ordre de grandeur de 20 à 30 000 diamètres et la qualité des images est telle qu'elles supportent un agrandissement ultérieur à 50 000 et même 100 000. Cela signifie que nous obtenons environ 50 fois mieux qu'avec le microscope classique et nous n'en sommes encore qu'au début !

4. **Premiers travaux effectués au moyen de l'instrument.** — On peut dire, dès maintenant, que le microscope électronique est utilisé avec profit dans toutes les branches de la Science et des techniques qui font appel au microscope classique. On s'en sert même dans certaines applications pour lesquelles l'usage du microscope classique s'avère très difficile.

Parmi les travaux effectués dans notre Laboratoire, nous ne parlerons, dans cet article, que des observations concernant certaines diatomées et des recherches relatives à l'étude des modifications de structure de l'aluminium et de ses alliages sous l'influence de divers facteurs.

1° Diatomées. — On sait que les coquilles de diatomées ont été utilisées couramment comme *tests* avec le microscope classique, afin de faire des mesures concernant le pouvoir séparateur de cet instrument.

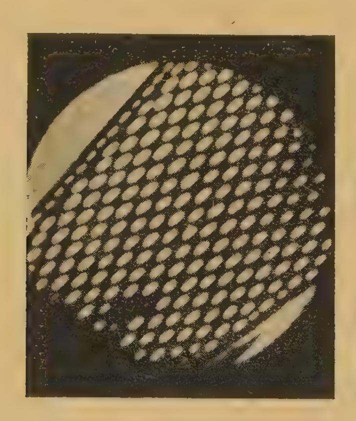


Fig. 7. — G = 7000.

Les coquilles en question sont, en effet, percées d'une multitude de petits trous dont les dimensions sont, en général, inférieures au micron.

Ces jolis petits objets, aux dessins si variés, constituent également un matériel de choix en microscopie électronique, pour les raisons suivantes :

a. Ces coquilles sont en silice et elles peuvent, dans notre appareil, supporter pendant plusieurs heures le bombardement des électrons sans subir aucune altération;

b. Elles présentent, pour la plupart, des détails de structure encore inconnus jusqu'ici, dont l'observation se prête à la détermination des qualités du microscope électronique; particulièrement en ce qui concerne la qualité des images et la détermination du pouvoir séparateur.

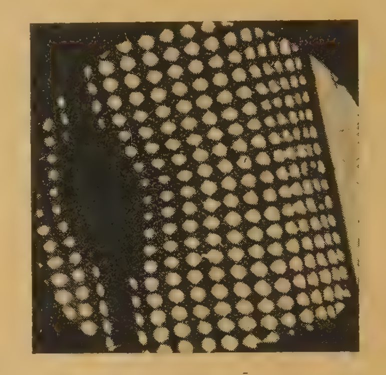


Fig. 8. — G = 7000.

Les photographies des figures 7 à 12 se rapportent à différents types de diatomées. On notera en particulier, sur la figure 8, des petites perforations à l'intérieur même des ligaments de silice définissant les mailles du réseau qui forme la coquille.



Fig. 9. — G = 6000.

On peut également se rendre compte de l'absence de distorsion dans les images.

Les figures 8, 10 et 11 font apparaître des détails dont les dimensions sont inférieures à 10 mμ; ils avaient, par cela même, échappé à l'observation avec le microscope classique.

La figure 12 montre des trous assez gros (1 μ environ), dans une autre diatomée. Mais chacun d'eux est recouvert par une sorte de grille ayant l'apparence d'une mosaïque, sur laquelle on remarquera des détails encore plus ténus que les précédents.

2° Études métallographiques. — On peut, au moyen du microscope électronique, rendre visibles, d'une manière particulièrement saisissante,



Fig. 10. — G = 6000.

les transformations de structure de l'aluminium et de ses alliages sous l'influence de divers facteurs : pureté de métal, écrouissage, recuit, etc.



Fig. 11. — G = 6000.

Les photographies suivantes ont été prises en utilisant *le procédé par transmission*. L'idée de cette méthode est due à M. Mahl (³). Elle a été perfectionnée, par la suite, par différents auteurs.

Le point névralgique en microscopie électronique, c'est le très faible pouvoir de pénétration des électrons, même quand ceux-ci sont accélérés sous des tensions élevées.

Mahl eut alors l'idée de prendre *une copie* de la surface à étudier, par moulage, au moyen d'un film très mince. C'est par un procédé analogue qu'on fait les réseaux optiques courants, sous forme de copies moulées des réseaux originaux de Rowland ou de Michelson, tracés sur bronze.

Le film a une épaisseur de l'ordre du dixième ou de quelques centièmes de micron. Il peut alors être observé par transparence, à la manière habituelle. On met donc entièrement à profit les avantages qu'offre le microscope par transmission.

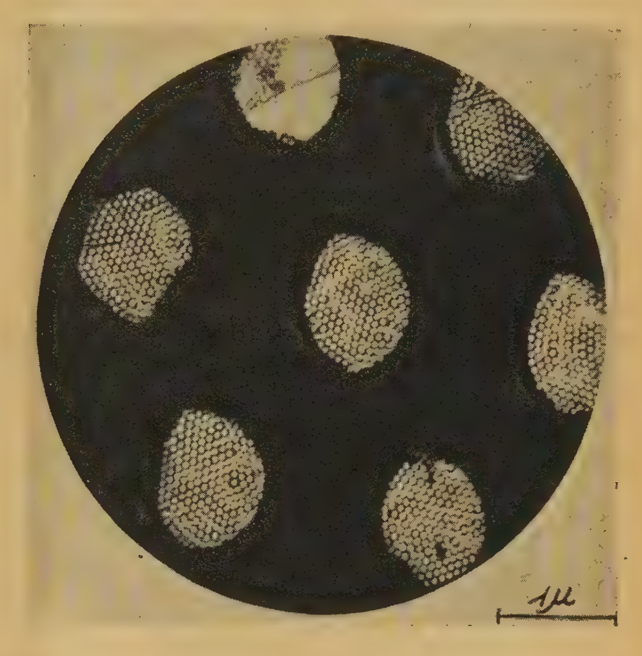


Fig. 12.

Deux points sont à considérer dans la technique utilisant cette méthode :

a. la formation du film d'empreinte;
b. le détachement de la pellicule.

a. Formation du film d'empreinte. — On peut opérer de deux manières :

Dans la première méthode, le film est déposé artificiellement sur la surface à étudier.

Quelle est la nature de ce film ? Très souvent, on a recours au collodion ou à diverses laques. Mais on tend beaucoup aujourd'hui à utiliser de minces pellicules métalliques (argent, aluminium, etc.) déposées sur la surface, soit par évaporation dans le vide, soit par pulvérisation cathodique.

Ou bien, on peut également former par voie électrochimique, sur la surface du métal, un film très mince d'oxyde. Examinons en détail un cas particulier : celui de l'aluminium ou de ses alliages. C'est dans ces conditions qu'ont été obtenus les films dont nous publions les photographies.

On procède à l'oxydation électrolytique de la surface en utilisant comme électrolyte une solution de borate d'ammonium avec un courant d'intensité

(³) H. Mahl. *Metall.*, 1941, **33**, p. 68-73 ; *Naturwiss*, 1942, p. 207-217.

constante (densité : 4 à 5 mA : cm²; tension 20 à 25 V). La durée correspondant à la formation du film est alors de 30 s.

b. Détachement de la pellicule. — Il faut ensuite, et c'est là un point délicat, détacher ce film de la surface sur laquelle il adhère, sans altérer l'empreinte. Il y a pour cela différentes méthodes, et l'avenir en verra naître de nouvelles, chaque fois mieux adaptées à l'étude poursuivie.

Prenons le cas de l'aluminium dont nous avons déjà parlé. Un premier procédé de séparation est la méthode au mercure. La plaque d'aluminium oxydé est rayée en plusieurs endroits, de façon à former des carrés de 5 mm de côté. On place alors l'échantillon dans une solution de chlorure de mercure. Après quelques secondes, du mercure métallique apparaît sur les rayures, s'étale entre la couche d'oxyde et le métal, et soulève la pellicule en 5 ou 10 mn. Le film a des dimensions données par les rayures.



Fig. 13.

Il reste des résidus métalliques collés au film; on fait alors tremper celui-ci, pendant 5 à 10 mn dans l'acide chlorhydrique étendu (au 1/5ᵉ); puis on lave à l'eau distillée. La durée totale de l'opération est de 15 mn.

Les films ainsi obtenus sont très résistants; on les place sur les porte-objets et l'on peut alors procéder à l'examen au microscope. Ces films supportent très bien le bombardement électronique, sans se déchirer.

On peut également dissoudre, par voie chimique ou électrochimique, le métal étudié et le film vient à la fin flotter à la surface, dans le récipient où s'est effectuée l'opération.



Fig. 14.



Fig. 15.

Avant la formation du film d'empreinte, la surface du métal est légèrement attaquée avec une solution diluée d'acide chlorhydrique qui fait apparaître la structure et l'orientation des micro-cristaux.

Voici quelques exemples caractéristiques des résultats obtenus par la méthode de l'empreinte.



Fig. 16. — G = 8000.

Les figures 13, 14 et 15 se rapportent à un même échantillon commercial d'aluminium. (Il s'agit d'une planche prise à l'atelier du Laboratoire.)

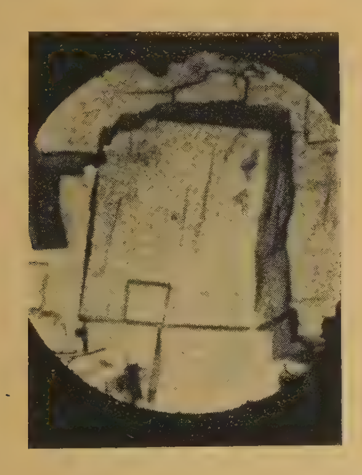


Fig. 17. — G = 8000.

La figure 13 montre la surface de cet aluminium laminé. On aperçoit un cristal, dont les côtés ont environ 1 × 2,5 μ, qui a été brisé au cours de l'opération du laminage. Les figures 14 et 15 reproduisent l'état du même cristal après un recuit prolongé. On voit très nettement réapparaître les cristaux cubiques d'aluminium.

La figure 16 est celle d'un échantillon d'aluminium extra-pur ($99,99_3$ pour 100), laminé. Le métal est extrêmement mou et les cristaux n'ont pas d'individualité bien frappante. La figure 17 se rapporte à un aluminium moins pur (99,68 pour 100), laminé dans les mêmes conditions que le précédent : elle permet de voir un beau cristal.



Fig. 18. — G = 8000.

La figure 18 a trait au même échantillon que celui de la figure 16. Mais la plaque d'aluminium a subi, auparavant, un long recuit pendant 4 h 30 mn à la température de 310° C. Les cristaux cubiques se sont reformés et dessinent des empilements pyramidaux très caractéristiques.

Ces quelques exemples suffisent à montrer que le microscope électronique est appelé à rendre de très grands services dans des domaines d'application très variés concernant les différentes branches de la Science et des techniques.

C'est toute une nouvelle étape vers la vision de l'infiniment petit qui s'ouvre devant nous.

Manuscrit reçu le 20 avril 1946.

SUR LE CALCUL DES NIVEAUX ÉNERGÉTIQUES PAR LA MÉTHODE DE WENTZEL-KRAMERS-BRILLOUIN ET SON APPLICATION A L'HYDROGÈNE LIQUIDE

Par I. PRIGOGINE et G. GARIKIAN.

Université de Bruxelles. Faculté des Sciences.

Sommaire. — Les auteurs développent un procédé très général pour le calcul analytique des niveaux énergétiques à l'aide de la méthode de Wentzel-Kramers-Brillouin.

Ce procédé est appliqué au calcul des niveaux énergétiques de l'hydrogène liquide en utilisant la fonction potentielle du modèle de l'état liquide de Lennard-Jones et Devonshire.

I. — Considérons un modèle à un seul degré de liberté et appliquons la méthode approchée de Wentzel-Kramers-Brillouin (¹). Les niveaux énergétiques sont alors donnés par

$$\oint \sqrt{2m(E-V)}\,\mathrm{d}x = \left(n + \frac{1}{2}\right)h. \tag{1}$$

L'objet de cette Note est de développer une méthode analytique permettant de tirer de cette condition les niveaux énergétiques d'un oscillateur soumis à l'action d'une force quelconque. Dans ce cas, (1) devient

$$2\sqrt{2m}\int_\alpha^\beta \sqrt{E-V(x)}\,\mathrm{d}x = \left(n + \frac{1}{2}\right)h, \tag{2}$$

où α et β délimitent le domaine à l'intérieur duquel le mouvement classique correspondant est possible, c'est-à-dire pour lequel l'énergie cinétique est positive. Cette dernière s'annule donc pour $x = \alpha$ et $x = \beta$ et l'on a alors

$$E = V(\alpha) = V(\beta). \tag{3}$$

Considérons le cas général où $V(x)$ est une fonction quelconque mais développable en série de Taylor et conduisant à un régime d'oscillations, c'est-à-dire présentant un minimum. Prenons ce dernier pour origine et développons en série

$$V(x) = V_0 + \sum_{i=k}^{\infty} b'_i x^i, \tag{4}$$

où k, qui joue comme nous le verrons un rôle important, désigne l'exposant de la première puissance de x apparaissant dans la série.

Observons que les deux relations (3) permettent de déterminer les paramètres α et β en fonction de l'énergie. La relation (2) donne alors n en fonction de E. Cette relation (2) peut encore s'écrire

$$\left(n + \frac{1}{2}\right)h = 2\sqrt{2m}\left(\int_0^\beta \sqrt{E-V(x)}\,\mathrm{d}x - \int_0^\alpha \sqrt{E-V(x)}\,\mathrm{d}x\right). \tag{5}$$

Nous sommes donc amenés à calculer des expressions de la forme

$$\int_0^\lambda \sqrt{V(\lambda)-V(x)}\,\mathrm{d}x. \tag{6}$$

Pour cela, posons (²)

$$x = \lambda u, \qquad b_{i-k} = \frac{b'_i}{b'_k}. \tag{7}$$

D'où

$$\int_0^\lambda \sqrt{V(\lambda)-V(x)}\,\mathrm{d}x = \lambda\int_0^1 \sqrt{V(\lambda)-V(\lambda u)}\,\mathrm{d}u = \sqrt{b'_k}\,\lambda^{1+\frac{1}{2}k}\int_0^1 \sqrt{\sum_{i=0}^{\infty} b_i\lambda^i(1-u^{i+k})}\,\mathrm{d}u. \tag{8}$$

Développons en série par rapport à λ la fonction sous le signe intégral. En introduisant la fonction

$$U = \sum_{i=0}^{\infty} b_i(1-u^{i+k})\lambda^i, \tag{9}$$

nous aurons alors

$$\int_0^\lambda \sqrt{V(\lambda)-V(x)}\,\mathrm{d}x = \sqrt{b'_k}\,\lambda^{1+\frac{1}{2}k}\sum_{i=0}^{\infty} P_i\lambda^i \tag{10}$$

avec

$$P_i = \frac{1}{i!}\int_0^1 \left(\frac{\partial^i U^{\frac{1}{2}}}{\partial\lambda^i}\right)_{\lambda=0}\mathrm{d}u. \tag{11}$$

(¹) Cf. G. Wentzel, *Zeitschr. für Physik*, 1926, **38**, p. 518; L. Brillouin, *C. R. Acad. Sc.*, juillet 1926, **183**; *J. Phys. Rad.* (7), 1926, **7**, p. 353; H. A. Kramers, *Z. Physik*, 1926, **39**, p. 828.

(²) Cf. Pry et Prigogine, *Bull. Ac. Roy, de Belgique* (Cl. Sc.), séance du 1er août 1942. Le présent travail constitue la généralisation de la méthode donnée dans cette Note.

Comme nous allons le montrer ces coefficients P_i expriment souvent de manière relativement simple l'aide des constantes d'interaction b_i apparaissant ans (9).

Ces coefficients P_i étant supposés connus, la quanification de l'oscillateur est déterminée par les elations suivantes [*cf.* (3), (5) et (10)]

$$\left.\begin{aligned} &V(\alpha) = V(\beta) = E, \\ &\left(n+\frac{1}{2}\right)h = 2\sqrt{2mb'_k}\sum_{i=1}^{\infty} P_{i-1}\left(\beta^{i+\frac{1}{2}k}+\alpha^{i+\frac{1}{2}k}\right). \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

La première équation donne α et β en fonction le E, la seconde détermine ensuite n. L'élimination le α et β s'effectue aisément par voie graphique. On coupe la courbe $y = V(x)$ par la parallèle à 'axe des x d'ordonnée E, ce qui détermine α et β donc en vertu de la seconde équation (12), n. Il suffit alors de porter sur un second graphique les valeurs de n en fonction de E pour obtenir la suite des niveaux (*fig.* 1 *a* et 1 *b*).

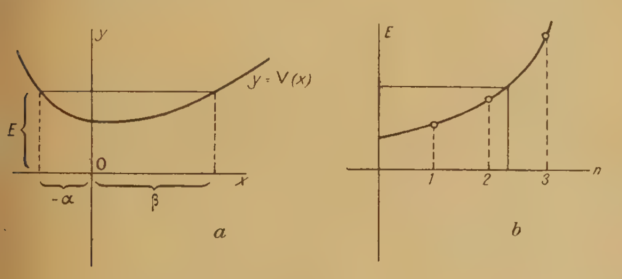


Fig. 1.

II. — Passons au calcul des coefficients P_i définis par (11) et (9). Pour cela nous devons calculer d'abord les dérivées successives de la fonction $U^{\frac{1}{2}}$. On trouve après quelques calculs élémentaires

$$\frac{\partial^i U^{\frac{1}{2}}}{\partial\lambda^i} = \sum_{j=1}^{i}\sum_{(a)}(-1)^{j-1}\frac{(2j-3)!!}{2^j}\frac{j!}{a_1!\,a_2!\ldots a_i!} \times U^{-\frac{2j-1}{2}}\left(\frac{\partial U}{\partial\lambda}\right)^{a_1}\ldots\left(\frac{\partial^i U}{\partial\lambda^i}\right)^{a_i}, \quad (13)$$

la sommation étant étendue à tous les systèmes de i entiers $a_1 \ldots a_i$ positifs ou nuls vérifiant les relations

$$\left.\begin{aligned} a_1 + a_2 + \ldots + a_i &= j, \\ a_1 + 2a_2 + \ldots + ia_i &= i. \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

Le signe de sommation $\sum_{(a)}$ est étendu à toutes les solutions $a_i \ldots a_1$ satisfaisant à (14). Le symbole !! désigne la factorielle mixte. On a par définition

$$(2n-1)!! = 1.3.5\ldots(2n-3)(2n-1). \quad (15)$$

Enfin les dérivées successives de U figurant dans (13) se déduisent aisément de (9). On aura ainsi pour $\lambda = 0$

$$\left(\frac{\partial^i U^{\frac{1}{2}}}{\partial\lambda^i}\right)_{\lambda=0} = \sum_{j=1}^{i}\sum_{(a)}(-1)^{j-1}\frac{(2j-3)!!}{2^j}\frac{j!}{a_1!\ldots a_i!} \times (1-u^k)^{-\frac{2j-1}{2}} \times [b_1(1-u^{k+1})]^{a_1}\ldots[i!\,b_i(1-u^{k+i})]^{a_i}. \quad (16)$$

D'où enfin [*cf.* (11)]

$$P_i = \sum_{j=1}^{i}\sum_{(a)}\frac{(-1)^{j-1}}{i!}\frac{(2j-3)!!}{2^j}\frac{j!}{a_1!\ldots a_i!} \times b_1^{a_1}(2!\,b_2)^{a_2}\ldots(i!\,b_i)^{a_i}\,I^j_{a_1\ldots a_i} \quad (17)$$

avec

$$I^j_{a_1\ldots a_i} = \int_0^1 \frac{(1-u^{k+1})^{a_1}\ldots(1-u^{k+i})^{a_i}}{(1-u^k)^j}\sqrt{1-u^k}\,du. \quad (18)$$

La détermination des coefficients P_i est ainsi ramenée à l'étude des intégrales (18). *Or, lorsque l'ordre k du zéro de la fonction $V(x) - V$ pour $x = 0$ est simple ou double, les intégrales* (18) *s'expriment très simplement à l'aide des fonctions élémentaires.*

Calculons, à titre d'exemple, les premiers coefficients P_i dans le cas où la fonction $V(x) - V_0$ présente un zéro double. (C'est de loin le cas le plus important dans la pratique).

Supposons en outre pour simplifier, la fonction potentielle paire. D'où [3] (18) devient [*cf.* aussi (17)]

$$I^j_{a_1\ldots a_i} = \int_0^1 \frac{(1-u^4)^{a_2}(1-u^6)^{a_4}}{(1-u^2)^j}\ldots\sqrt{1-u^2}\,du, \quad (19)$$

$$\text{car } b_j = \frac{b'_{j+2}}{b'_2} \text{ est nul pour } j \text{ impair.}$$

Cette intégrale est une fonction linéaire et homogène d'expressions de la forme

$$A_s = \int_0^1 u^{2s}\sqrt{1-u^2}\,du \quad (20)$$

dont la valeur est bien connue.

Après quelques calculs élémentaires [4] on obtient ainsi grâce à (17) la valeur explicite des coefficients P_i. La valeur des premiers coefficients est

$$P_0 = \frac{1}{4}\pi,$$

$$P_2 = \frac{5}{32}\pi b_2,$$

$$P_4 = \frac{11}{64}\pi b_4 - \frac{13}{768}\pi b_2^2,$$

$$P_6 = \frac{93}{512}\pi b_6 - \frac{39}{2560}\pi b_2 b_4 + \frac{47}{20480}\pi b_2^3.$$

Signalons une variante de cette méthode. — Cette variante est obtenue en développant dans (8) la fonction sous le signe intégral non plus par rapport à λ mais par rapport à u.

[3] *Cf.* Pry et Prigogine, *loc. cit.*
[4] *Cf.* Pry et Prigogine, *loc. cit.*

Les calculs restent analogues à ceux que nous avons développés. Au lieu d'être déterminée par les relations (12) et (13), la quantification de l'oscillateur est déterminée alors par les relations

$$\left.\begin{aligned} &V(\alpha) = V(\beta) = E, \\ &\left(n + \frac{1}{2}\right)h = 2\sqrt{2m(E - V_0)} \sum_{i=0}^{\infty} Q_i(\beta^{i+1} - \alpha^{i+1}) \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

avec

$$Q_i = -\frac{1}{(i+1)!} \sum_{j=1}^{i} \sum_{(a)} \frac{(2j-3)!!}{2^j} \frac{j!}{a_1! \dots a_i!} \times \left(\frac{b'_1}{E - V_0}\right)^{a_1} \left(\frac{2!\, b'_2}{E - V_0}\right)^{a_2} \dots \left(i! \frac{b'_i}{E - V_0}\right)^{a_i}. \quad (22)$$

L'avantage de cette variante c'est que les coefficients Q_i sont indépendante de k, ordre du zéro de la fonction $V(x) - V_0$ pour $x = 0$. Au contraire, pour $k \geqq 3$ l'évaluation de (18) introduit les fonctions elliptiques et hyperelliptiques.

III. — Nous avons appliqué cette méthode (seconde variante) au calcul des niveaux énergétiques de l'hydrogène liquide. Comme l'ont montré Lennard-Jones et Devonshire ([5]), le champ moléculaire agissant sur une molécule d'un liquide simple et dû à ses voisines, est donné à une constante près par

$$V(r) = \Lambda^* \left\{ \left(\frac{v^*}{v}\right)^4 l\left(\frac{r^2}{a^2}\right) - 2\left(\frac{v^*}{v}\right)^2 m\left(\frac{r^2}{a^2}\right) \right\}, \quad (23)$$

où r est la distance du point considéré au centre de la *cage* à l'intérieur de laquelle oscille la molécule considérée, a le rayon de cette cage supposée sphérique : Λ^* et v^* deux constantes qui se déterminent à partir de la loi d'interaction des molécules du liquide, v le volume par particule, $l(y)$ et $m(y)$ deux fonctions dont les valeurs approchées sont ([6])

$$\left.\begin{aligned} l(y) &= 22y + 357y^2 + 315\,000y^6, \\ m(y) &= 5y - 40y^2 + 270y^3. \end{aligned}\right\} \quad (24)$$

Les constantes qui interviennent dans l'énergie potentielle ont pour l'hydrogène liquide les valeurs suivantes

$$\Lambda^* = 510 \,.\, 10^{-16} \text{ ergs par mol.},$$
$$v^* = 24{,}2 \,.\, 10^{-24} \text{ cm}^3 \text{ par mol.},$$
$$a^2 = 23{,}3 \,.\, 10^{-16} \left(\frac{v}{v^*}\right)^{\frac{2}{3}} \text{ cm}^2 \text{ par mol.}$$

([5]) LENNARD-JONES et DEVONSHIRE, *Proc. Roy. Soc.*, 1937, A **163**, p. 53, 1938 A **165**, p. 1; *cf.* aussi FOWLER et GUGGENHEIM, *Statistical thermodynamics*, Cambridge, 1939, Chap. VIII; PRIGOGINE et RAULIER, *Physica*, 1942, **9**, p. 396; PRIGOGINE, *J. Phys. et le Rad.*, 1944, p. 16.

([6]) *Cf.* PRIGOGINE, *loc. cit.*

Nous disposons ainsi de toutes les données nécessaires pour calculer les niveaux énergétiques de l'hydrogène liquide ([7]). Les résultats ainsi obtenus pour les cinq premiers niveaux sont réunis dans le tableau suivant.

Niveaux énergétiques (ergs par mol. 10^{16})
(modèle à une seule dimension).

	n.....	0.	1.	2.	3.	4.
$\frac{v}{v^*} =$	1......	70	225	400	600	800
	1,1....	50	170	310	460	625
	1,2....	40	135	240	360	495
	1,3....	30	100	185	280	380
	1,4....	20	75	140	215	300

Pour $\frac{v}{v^*} = 1$ la disposition des niveaux est assez voisine de celle d'un oscillateur harmonique. Dans ce dernier cas pour un niveau fondamental égal à 70 ergs : mol. 10^{-16} on aurait, en vertu de

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) h\nu$$

les valeurs

70, 210, 350, 490, 630

qui sont assez voisines, quoique toujours inférieures des valeurs données dans la première ligne du tableau. Au contraire, dans le cas de $\frac{v}{v^*} = 1{,}4$ l'écart relatif entre les valeurs calculées et celles que donnerait un oscillateur harmonique de même niveau fondamental, est plus grand.

Le mouvement se rapproche donc davantage d'une translation (niveaux proportionnels aux carrés d'un nombre entier) lorsque le liquide se dilate.

Les niveaux énergétiques étant connus, on peut aborder aisément par la mécanique statistique l'étude des propriétés thermodynamiques.

Nous espérons que la méthode de calcul des niveaux énergétiques développée ici pourra rendre des services non seulement dans des problèmes relatifs à l'état liquide, mais aussi dans la détermination des niveaux nucléaires.

([7]) Ce problème avait déjà été abordé par l'un de nous (*cf.* PRIGOGINE, *J. de Phys. et le Rad.*, 1944, p. 21), mais le calcul n'avait pas été conduit avec la précision nécessaire. Le Tableau IV de cette publication est donc à remplacer par le tableau qui suit.

Manuscrit reçu le 20 octobre 1946.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES SYSTÈMES A GRAND NOMBRE DE PARAMÈTRES. II.

Par Paul RENAUD.
Maître de Recherches.

Applications : premier exemple, figures d'attaques. — Une expérience, faite en collaboration avec M. Costeanu, nous avait montré que la vapeur d'eau, mélangée d'air, lorsqu'elle arrive par un capillaire, peut réagir sur le sodium, en donnant une série d'anneaux. Il s'agissait de retrouver le phénomène. Il pouvait dépendre de nombreux facteurs : pression de l'eau à l'entrée (1), pression à la sortie (2), concentration du mélange (3), dimensions du capillaire, longueur (4), diamètre (5), distance au sodium (6), qualité de cristallisation de la surface de sodium (7), courbure de la surface (8) et peut-être plus.

Pour faire varier ces divers facteurs méthodiquement, il aurait fallu préparer un grand nombre de surfaces de sodium. La préparation de chacune d'elles est si compliquée que l'expérience demandait une demi-journée lorsqu'il n'intervenait aucune fuite capable de détruire la surface sensible.

La durée de mise en route d'une expérience étant trop grande pour étudier beaucoup de cas, nous cherchâmes une autre réaction entre un gaz et une surface sensible. Le gaz ne devait pas être un constituant de l'air pour éviter de protéger de l'air la surface, ce qui complique. La surface sensible devait pouvoir être préparée à grands nombres d'exemplaires.

La réaction devait être instantanée et sa préparation très rapide, malgré la condition de travailler dans le vide. Cette dernière condition était la plus difficile à remplir, car, généralement, il est nécessaire, pour vider un récipient, d'utiliser un système de pompes dont l'action n'est pas immédiate.

Le gaz choisi fut l'hydrogène sulfuré en présence d'air et la surface sensible était constituée par une plaque carrée de verre de 2 cm de côté, recouverte au moyen d'une solution gélifiée contenant eau, gélatine, acétate de plomb. Cette gélatine noircissait sous l'action de H^2S en donnant du sulfure de plomb. Les anneaux formés par l'eau sur le sodium pouvaient se représenter tracés au sulfure de plomb. Il convenait alors de rechercher les conditions de leur formation. Pour accroître la vitesse de fabrication du vide, puisqu'il fallait faire le vide à chaque expérience, le tube laboratoire fut construit aussi petit que possible (30 cm³ environ). Il était relié aux pompes par un robinet et un réservoir de 10 l. L'ouverture du robinet réduisait la pression au 1/100ᵉ de sa valeur initiale. Le gaz sulfhydrique, mélangé d'air, était amené en face de la plaque sensible par un tube capillaire inamovible. Un rodage plan permettait de changer la plaque à chaque expérience. L'ouverture de deux robinets réglait le débit de l'appareil et la formation des figures d'attaque. L'expérience consistait à mettre la plaque, fermer le rodage et ouvrir les robinets. Le plus long était de purger l'appareil de H^2S après chaque expérience. Dans ces conditions, le nombre des expériences que l'on pouvait faire en un jour était de 50. Les plaques étaient préparées en séries la veille pour le lendemain, dans de larges cuves à fond plat. Étant donnée la suite des opérations observées, on peut affirmer que, sans ces précautions, il aurait été impossible de repérer les conditions de formation des anneaux qui présentaient précisément un facteur inattendu. Plus d'un mois de travail, à 50 plaques par jour, se passa avant que nous eûmes constaté l'influence de ce facteur. Ceci représente plus de 1000 essais. Avec le sodium, il aurait fallu deux années de travail de deux travailleurs, car aucune théorie n'était en mesure d'orienter ces tâtonnements. Nous aurions certainement abandonné cette recherche avant d'avoir trouvé le facteur déterminant.

L'étude en fonction des nombreux paramètres n'a pas été faite rationnellement. Chacun d'eux fut envisagé successivement en supposant que les autres étaient sans importance et qu'un seul déterminait tout. C'est ainsi que, comme nous l'avons indiqué dans notre publication (¹), nous avons fait varrier *successivement* les pressions aux deux extrémités du capillaire en examinant particulièrement le rôle de la pression du côté du vide. Le réservoir à vide fut augmenté jusqu'à 15 l, la cloche diminuée jusqu'à 30 cm³. On avait alors un vide instantané de quelques millimètres. On fit varier le capillaire. La formation des clichés restait irrégulière, nous restions plusieurs jours sans en obtenir. Les trépidations de la pompe à vide furent modifiées, ainsi que la pression à l'autre extrémité du capillaire.

On examina l'action des paramètres dont dépendaient les plaques sensibles, épaisseur de la gélatine, concentration du ternaire gélatine-acétate de plomb-eau, durée de solidification du gel. Tous ont une action négligeable, les anneaux se formaient toujours sans loi apparente.

Enfin, par hasard, nous pensâmes au facteur inattendu, qui en réalité est essentiel, la vitesse d'ouverture du robinet. Nous pûmes alors faire à volonté

(¹) Paul Renaud et George Costeanu, *Journ. Chim. Phys.*, 1937, **34**, p. 141.

les anneaux petits ou grands. Les conditions initiales du mouvement déterminent la forme du régime définitif. Quelques secondes suffisent pour ouvrir le robinet, et il fallait plusieurs minutes de passage des gaz pour que la figure apparaisse.

On obtint une certaine régularité des figures en réglant l'ouverture du robinet au moyen d'un lourd volant entraîné lui-même par un moteur électrique. On embrayait brusquement le robinet sur le volant et l'on obtenait ainsi, d'une expérience à l'autre, des figures identiques. Au bout d'une vingtaine d'essais, les figures montraient un changement important, cependant le paramètre essentiel avait été mis en évidence.

Dans ce cas, le phénomène se présentait comme possédant un paramètre fondamental et une série de paramètres accessoires. C'est l'étude méthodique de la variation des divers paramètres accessoires qui fit penser par hasard à l'existence du paramètre essentiel. Sans cette étude, elle serait restée inconnue. Dans ce cas, la méconnaissance du paramètre essentiel s'est présentée sous la forme normale de l'incohérence des résultats. La variation des paramètres accessoires a été limitée généralement à l'essai de deux valeurs.

Il semble bien qu'une bonne méthode d'analyse des paramètres, si elle avait été alors connue, aurait guidé vers le but beaucoup plus rapidement, en conseillant de rechercher, parmi les paramètres qui variaient sérieusement d'une expérience à l'autre, plutôt que parmi ceux qui variaient peu.

Deuxième exemple : diffraction des électrons. — La diffraction des électrons par transmission, ou bien celle par réflexion sur des systèmes polycristallins qui fournit des diagrammes de Debye et Scherrer, sont des phénoménes facilement reproductibles. Il n'en est plus de même lorsqu'il s'agit d'un cristal unique sur lequel se réfléchissent les électrons à incidence rasante. Désireux de connaître une bonne méthode pour étudier les attaques chimiques des métaux dans les piles, je me suis efforcé d'utiliser cette diffraction. Un appareil du type Ponte-Trillat me fut prêté par les Services chimiques de l'État. Il avait été acheté dans ce but, mais n'avait pu être utilisé à cause des difficultés que présentent la la mise en œuvre de ces diagrammes. C'est, en effet, après un travail fait en huit mois par deux travailleurs, que nous eûmes une méthode correcte d'obtention des diagrammes. Ce résultat fut atteint au moyen de la méthode d'étude expérimentale des systèmes à grand nombre de paramètres décrite précédemment. Nous montrerons sommairement comment, afin d'en décomposer le mécanisme et d'en montrer l'usage.

L'appareil est constitué essentiellement par un producteur de faisceau électronique et un support de cristal, qui présente le cristal au faisceau immobile. Un système d'observation et de photographie est sans influence sur l'apparition et la disparition des diagrammes, sauf qu'il ne permet pas toujours de les discerner, même lorsqu'ils existent. L'observation sur l'écran fluorescent peut ne pas montrer de diagramme alors que la photographie en montre un.

L'ensemble des paramètres qui définissent le diagramme forment trois groupes, d'abord les paramètres géométriques, qui définissent la position de la surface du cristal par rapport au faisceau, ensuite les paramètres qui définissent l'état électrique de la surface, enfin les paramètres chimiques dont dépend l'état de la surface du cristal.

C'est cet ensemble de paramètres qu'il s'agit de faire varier afin de trouver la zone, qui, dans leur espace de configuration, correspond à l'apparition d'un diagramme de diffraction d'électrons.

Autant que possible, on s'efforcera de séparer les divers paramètres les uns des autres, de façon que le système à étudier soit plus simple. C'est ainsi que les paramètres géométriques seront discernés des paramètres chimiques et que les paramètres électriques seront, autant que possible, éliminés. Dans ces conditions, les principaux paramètres deviennent les paramètres géométriques de présentation du cristal aux électrons ou, plus exactement, les paramètres de l'appareil qui les commandent et qui peuvent être surabondants.

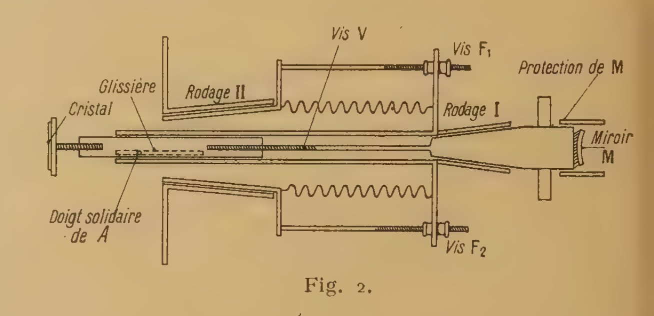


Fig. 2.

Pour ces raisons, nous allons décrire la pièce qui, dans l'appareil de Ponte-Trillat, sert de support au cristal et permet de le présenter aux électrons. Ce porte-objet est constitué par un bloc solidaire du cristal, relié à un rodage par un joint souple. En enlevant le rodage II de l'appareil, on peut changer le cristal.

Les différents paramètres sur lesquels on peut agir pour déplacer le cristal sont définis par les rodages I et II et par les vis F_1, F_2, F_3 qui déplacent l'axe de la vis V. Les rodages ont une action de translation pour I, parallèlement à l'axe de V et le rodage II produit une rotation du cristal autour de l'axe du rodage.

Comme le diagramme est très sensible aux variations de position, il est nécessaire de prendre des précautions contre le jeu que présentent ces déplacements, tant au point de vue de celui laissé par la

graisse du rodage que par celui donné par le doigt solidaire de A. Une rotation du rodage I entraîne d'abord une légère rotation du cristal, puis sa translation. Pour des diagrammes très sensibles à la position du cristal, comme ceux du mica, le cliché se trouve ainsi assez difficilement reproductible.

Il s'y ajoute une difficulté introduite par la présence des facteurs électriques. Le cristal se charge sous l'action du faisceau d'électrons qui le bombarde et comme les potentiels ainsi obtenus sont assez mal définis, on peut penser que ce fait agit sur la formation du diagramme. Si l'épaisseur du cristal n'est pas petite, le potentiel peut être suffisant pour faire varier la longueur d'onde des électrons incidents. Avec une épaisseur suffisante d'isolants, on doit même pouvoir diminuer la vitesse des électrons incidents qui sont relancés, par la suite, à leur sortie du cristal. La longueur d'onde en est augmentée, ce qui pourrait peut-être permettre de créer une technique nouvelle, à condition de bien définir le potentiel du cristal par rapport au sol et non de le laisser s'établir à sa guise, à une valeur mal déterminée, comme il arrive avec les cristaux épais de micas ou d'isolants et avec des supports épais de cire molle.

Pour éviter l'action de ces phénomènes, qui auraient pu nous gêner, nous avons travaillé avec des couches de mica, aussi minces que possible, et des couches de cire molle, réduites au minimum. De la sorte, le potentiel de la surface du cristal était celui que pouvait supporter ce diélectrique mince. Avec le mica, on obtient ainsi de beaux diagrammes à raies et taches multiples. Le même travail est plus difficile avec le gypse, que l'on a difficilement en couches minces. Des cristaux de sel gemme donnent ainsi, parfois, de beaux diagrammes, mais assez souvent défectueux. C'est donc avec le mica en couches minces que nous avons cherché le domaine de l'espace des paramètres, où l'on obtient, à coup sûr, les diagrammes. Le mica présente, en effet, l'immense avantage de pouvoir être clivé si facilement, que l'on est sûr d'avoir affaire à une surface intacte, ce qu'aucun autre cristal ne fournit. Ce point de vue est fondamental, car c'est lui qui fournit le plus grand nombre de paramètres, dans l'étude du phénomène. La préparation de la surface dépend, en effet, de paramètres fonctionnels compliqués, difficiles à définir, tel, par exemple, que les inaccessibles couches minces de graisse, dont on a tant de peine à se débarrasser avec les surfaces travaillées.

Dans ces conditions, le problème se trouve réduit à l'étude d'un système à paramètres géométriques, si l'on admet que la surface du cristal n'est pas modifiée par l'arrivée des électrons, ce qui n'est pas certain et se trouve même inexact pour certains cristaux, tels que le chlorure de sodium, sur lequel se forme une traînée jaune.

Ces paramètres géométriques se réduisent à cinq, fournis par les deux rodages et les trois vis. On peut encore diminuer le nombre de ces paramètres, en adjoignant au système un miroir M, qui fournit un spot à deux paramètres, se déplaçant dans un plan et non sur une droite. Ce miroir est d'abord réglé de façon que la rotation de la vis V ne change pas la position de l'image. Pour cela, il suffit d'amener l'axe du miroir à coïncider ou à être parallèle avec l'axe de la vis. Une rotation du miroir autour de la vis ne change pas la position de l'image. Il suffit, pour cela, de déformer la cire molle, support de M. Le réglage, une fois fait, dure pendant des mois, si l'on ne touche pas le miroir M.

Les variations de direction de la vis V sont alors indiquées par les variations de position du spot, qui dépend seulement de deux paramètres, repérables d'un coup d'œil, alors que les vis F_1, F_2, F_3 ne sont pas repérées. La position du spot indiquerait l'angle d'incidence des électrons sur le cristal, si la surface de celui-ci était perpendiculaire à V.

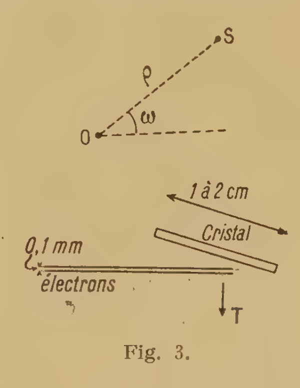


Fig. 3.

Le système considéré est ainsi ramené à dépendre seulement de quatre paramètres : les deux rodages et les deux élongations du spot, à partir d'une position centrale O, obtenue en réglant les trois vis F_1, F_2, F_3, de telle manière que la rotation du rodage II laisse immobile le spot. L'axe de la vis V est alors parallèle à celui du rodage II et le cristal tourne parallèlement à lui-même. Ce réglage exige un peu de doigté, pour que la graisse du rodage II ne joue pas. Les coordonnées (ω, ρ) du spot à partir de cette position O fournissent l'inclinaison de la vis V sur l'axe du rodage avec une précision qui est facilement de l'ordre du dixième de degré qui, en pratique, est superflue.

Les quatre paramètres à étudier sont alors la rotation autour du rodage II, qui est définie par un angle φ, les coordonnées ω, ρ du spot à partir de O comme centre, exprimées en coordonnées polaires, car la rotation autour du rodage II fait décrire au spot un cercle de centre O et de rayon ρ. Enfin, la translation T du cristal qui, commandée par le rodage I, situe telle ou telle partie du cristal sur le

faisceau d'électrons, dont le diamètre est de 0,1 mm, tandis que le cristal peut être 200 fois plus grand, ce que son inclinaison ne compense pas.

Pour opérer rapidement et étudier en 1 ou 2 h, par exemple, le système à quatre paramètres ainsi défini, nous avons classé les paramètres de la manière suivante :

1° réglage des vis F_1, F_2, F_3, dont le résultat est donné par ρ et ω;

2° rotation du rodage II dans des proportions indiquées par ω;

3° Translation du cristal jusqu'à illumination du fond continu.

Ultérieurement, le parcours de l'espace paramétrique était fait en tournant doucement le rodage II et en créant des translations rapides et légères du cristal.

Si l'on admet dix positions nettement distinctes pour ρ et ω, on trouve ainsi mille possibilités, puisque ω revient deux fois. Pour chacune d'elles, on peut admettre quatre positions de translation, soient 4000 essais. En 2 h, cela représente un essai toutes les 2 s, ce qui est possible avec quelques négligences et la simple observation du diagramme. S'il convient de photographier, il faut plus longtemps. Lorsqu'il s'agit seulement de discerner les domaines de l'espace paramétrique où se rencontrent les diagrammes, cette méthode est très satisfaisante. C'est elle qui nous a permis de préciser d'une manière tout à fait convenable, les conditions dans lesquelles on obtient un diagramme. Aujourd'hui, un travailleur peut apprendre en une après-midi à faire un cliché convenable. Nous continuons à utiliser cette méthode en vue de déterminer les paramètres chimiques qui entrent en jeu dans la préparation d'une surface diffractante non plus neuve comme une surface clivée, mais travaillée, comme une surface métallique polie.

Dans ce cas, il n'est plus possible de faire un grand nombre d'expériences pour examiner le système polyparamétré que représente la surface travaillée, il est donc nécessaire de perfectionner encore la technique de l'étude des systèmes à grand nombre de paramètres pour obtenir le maximum de renseignements avec le minimum d'expériences.

Manuscrit reçu le 22 juillet 1946.

DEUX PROCÉDÉS NOUVEAUX DE PHOTOGRAPHIE INFRAROUGE. II.

Par E. HEINTZ.
Institut de Physique de l'Université de Strasbourg.

Deuxième procédé.

Lorsqu'on projette sur une couche de liquide très mince, 0,3 mm par exemple, l'image I. R. d'une lampe à incandescence, il se forme au sein du liquide un mouvement tourbillonnaire que nous avons décrit (voir la première partie de cet article : *Journ. de Phys.*, 1946, **10**, p. 293). En plus le liquide subit, à l'endroit irradié, une déformation visible à l'œil nu en regardant obliquement sur la surface. La déformation reproduit à peu près la forme du filament de la source I. R. Nous avons étudié systématiquement cette déformation, et avons pu trouver un dispositif optique permettant, par l'intermédiaire de cette déformation, de photographier ou de voir directement l'image I. R. de la source employée.

10. **Étude de la déformation de la surface du liquide.** — Il importe, avant tout, de se faire une image exacte de la forme de la déformation superficielle. Pour cela, on peut se servir du dispositif suivant : une source S (*fig.* 18) projette, sur la surface du liquide, en couche mince, à l'aide d'un système optique approprié, un étroit faisceau de lumière parallèle (largeur, 1 mm environ). Il y sera réfléchi en B et, après réflexion sur un miroir M_2, passera à travers une lentille L_3 qui donne une image de la fente horizontale F_1 en A. La figure 18 montre le schéma du dispositif. La fente horizontale F_1 et la lentille L_2 rendent parallèle la lumière venant de S. F_2 est un diaphragme à ouverture carrée de 1×1 mm. Le faisceau ainsi diaphragmé se réfléchit sur un miroir M_1, tombe sur la surface du liquide et passe,

après réflexion sur le miroir M_2, à travers la lentille L_3 qui donne, en A, l'image du diaphragme F_2, qu'on regarde avec un microscope. Pour éviter des images doubles, les glaces M_1 et M_2 sont argentées sur leurs faces antérieures.

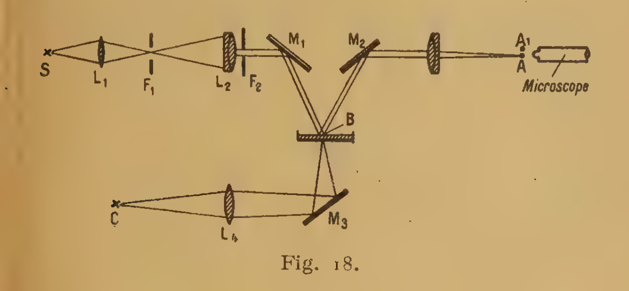


Fig. 18.

Si l'on pouvait incliner en B légèrement la surface du liquide, l'image de la fente serait déviée et se formerait, non pas en A, mais un peu à côté. Nous désignons ce point par A_1 et la distance $AA_1 = h$ donnerait une mesure de l'inclinaison de la surface. Cette distance h sera mesurée en unités arbitraires par le déplacement de l'image dans le micromètre oculaire.

Lorsque, à la suite de l'irradiation I. R., il se fait une déformation superficielle, c'est-à-dire des dénivellations, la partie étroite de la déformation éclairée par le diaphragme F_2 sera inclinée par rapport à une partie non irradiée horizontale et cette inclinaison peut être mesurée par le déplacement h de l'image A du diaphragme. En déplaçant ensuite le diaphragme F_2 de façon que chaque partie de la déformation soit atteinte successivement par le faisceau lumineux, on pourra analyser ainsi la déformation totale. On prend alors une cuvette avec un fond en mica de 0,1 mm d'épaisseur, noirci à l'encre de Chine sur la face en contact avec le liquide. Sur cette face, on projette, de bas en haut, à l'aide d'un miroir M_3, l'image de la partie rectiligne d'une lampe à filament de carbone C.

Nous montrerons, au paragraphe 15, que l'irradiation de la solution, par l'intermédiaire d'une couche d'encre de Chine, possède l'avantage d'une plus grande sensibilité, parce que toutes les longueurs d'onde I. R. seront absorbées.

Le diaphragme a été déplacé alors, par étapes successives, perpendiculairement à l'image du filament de charbon, de telle façon que le point lumineux sur la surface du liquide (en B) se déplace chaque fois de 1 mm. De cette façon, on a mesuré, à gauche et à droite de l'endroit de l'irradiation et à cet endroit même, millimètre par millimètre, la déformation h. La figure 19 (courbe du haut) montre le résultat d'une mesure avec une couche d'alcool amylique de 0,3 mm d'épaisseur et avec un flux irradiant de $73{,}8 \times 2{,}3 \, . \, 10^{-7}$ watt. La déviation h commence environ 5 mm à gauche de l'endroit d'irradiation B pour passer par un minimum K_1. Ensuite, elle diminue rapidement pour tomber à zéro à l'endroit M de l'irradiation. A droite de M, elle monte vers un maximum K_2 pour tomber ensuite lentement vers zéro.

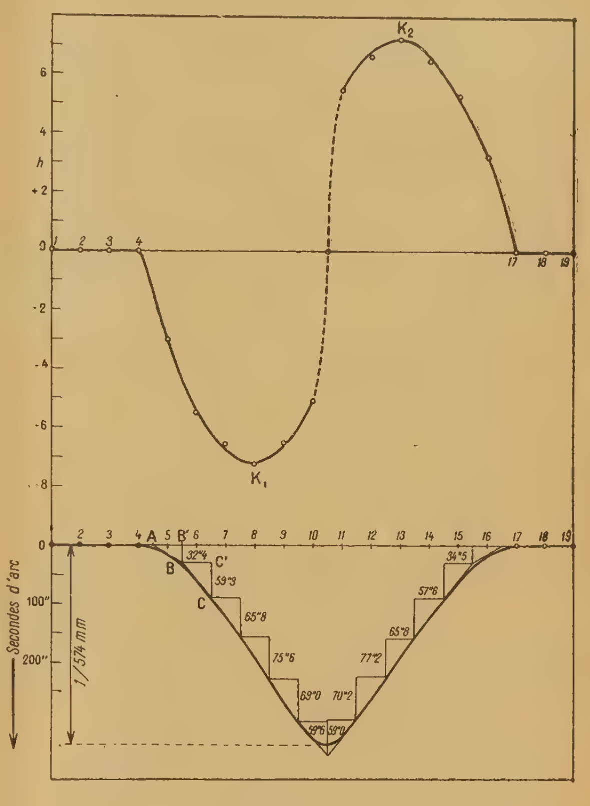


Fig. 19.

Le sens de la déviation dans le microscope montrait qu'on se trouvait en présence d'une *déformation concave* de la surface. La courbe du haut de la figure 19 représente les valeurs directement mesurées de la déviation h. Pour pouvoir indiquer la déformation en valeurs absolues, on a procédé comme suit : la cuvette a été remplacée par un miroir plan argenté à sa surface, fixé à un cercle gradué et pouvant être tourné autour d'un axe horizontal. On a déterminé le déplacement h du diaphragme F_1 en tournant le miroir d'un angle donné. Les valeurs mesurées de h sont ainsi proportionnelles aux rotations du miroir; à un angle de $10'',8$ correspondait une déviation h d'une unité. Chaque valeur mesurée de h de la courbe du haut de la figure 19 multipliée par 10,8 donnera ainsi l'angle que fait la surface déformée avec l'horizontale à cet endroit. La courbe du bas de la figure 19 est « l'intégration graphique » de la courbe du haut de la figure 19. Cette « intégration » a été effectuée de la manière suivante : par exemple, pour les points mesurés marqués respectivement 5 et 6 sur la courbe du bas de la figure 19, les valeurs de h sont

respectivement 3 et 5,4 ou 32″,4 et 59″,3, c'est-à-dire que 32″,4 et 59″,3 représentent l'inclinaison de la déformation aux points mesurés 5 et 6. Elle peut être représentée par une droite AB (*fig.* 19 en bas) resp. BC, où les ordonnées BB′ resp. CC′ sont respectivement 32″,4 et 59″,3 et où A, B et C ont les abscisses 4,5, 5,5 et 6,5. Comme il s'agit de

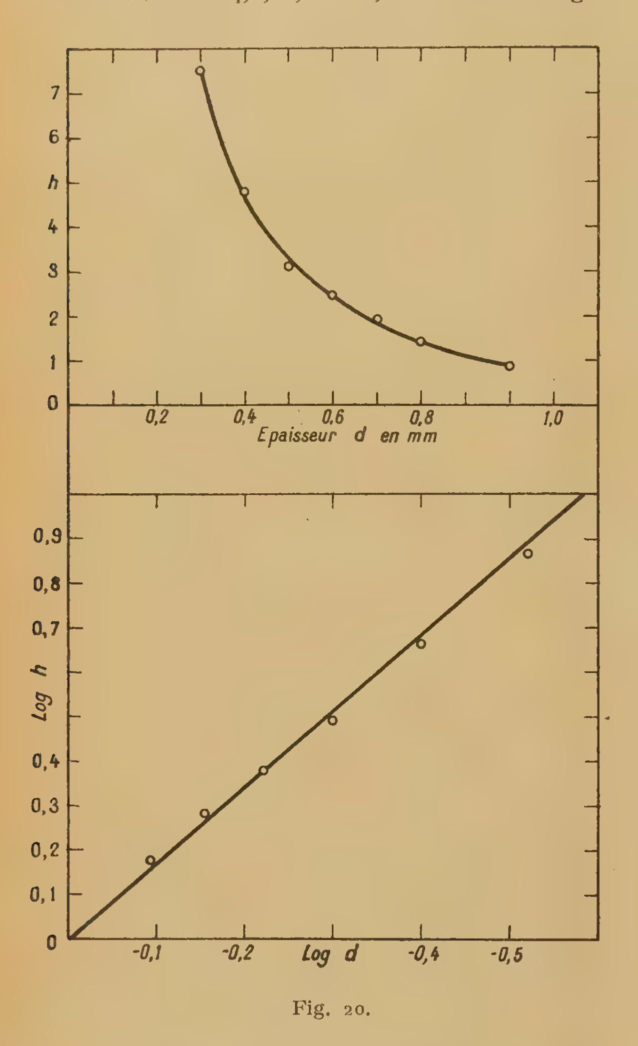


Fig. 20.

petits angles, on peut confondre tg α avec α et ces valeurs — transformées en secondes d'arcs — représentent les différences des hauteurs de la déformation entre deux points de mesure. La somme de ces différences est égale à la profondeur totale dont le point de déformation maximum se trouve en dessus de l'horizontale. Elle indiquera donc la valeur de la profondeur totale de la concavité.

La forme de la déformation sera donnée par la courbe qui aura les droites inclinées AB, BC, etc. comme tangentes, qui touchent la courbe en leurs milieux.

La somme des angles partiels donne 357″,1 à gauche du milieu B et à droite 364″,9, donc en moyenne environ 360″ ou $\frac{2\pi . r . 360}{340 . 60 . 60} = \frac{1}{574}$ mm, car à un angle de 360° correspondent $2\pi r$ mm avec $r = 1$ mm.

La déformation concave de l'alcool amylique est donc environ 2/1000e de millimètre avec une couche de 0,3 mm d'épaisseur et pour une énergie irradiée de $73,8 \times 2,3 . 10^{-7}$ W : s.

11. Étude de la déformation en fonction de l'épaisseur de la couche. — Il est intéressant de connaître les valeurs maxima de h en fonction de l'épaisseur de la couche du liquide. La figure 20 (courbe du haut) montre les résultats obtenus avec l'alcool amylique pour des épaisseurs de couche variant de 0,3 à 1 mm. Pour les épaisseurs inférieures à 0,3 mm, l'alcool amylique ne s'étale plus uniformément sur la lame d'encre de Chine, et rend impossible toute mesure. La déformation diminue rapidement avec l'épaisseur de la couche et suit une loi de la forme $h = \frac{\text{const.}}{d^n}$, d étant l'épaisseur de la couche, comme le montre la courbe du bas de la figure 20, tracée à l'aide d'échelles logarithmiques. La pente de la droite est environ (—1,7), donc

$$h = \frac{\text{const.}}{d^{1,7}}.$$

En plus, on a mesuré, pour d'autres liquides (toluène, xylol, alcool éthylique, cyclohexane, pétrole et cyclohexanol) les valeurs maxima de h en fonction de l'épaisseur de la couche avec une énergie d'irradiation constante égale à $73,8 \times 2,3 . 10^{-7}$ W : s. En portant de nouveau $\log h$ en fonction du logarithme de l'épaisseur d, on obtient, pour toutes les substances des droites dont la pente n varie avec le liquide considéré. On a obtenu $n = -4$ pour le toluène, (—3,3) pour le xylol et le cyclohexane, (—3) pour l'alcool éthylique, (—2,8) pour le pétrole, (—1,7) pour l'alcool amylique et (—0,86) pour le cyclohexanol.

12. Cause de la déformation. — De quelles propriétés du liquide va dépendre la déformation ? De prime abord, on pourrait penser qu'il s'agit d'une évaporation du liquide sous l'effet du rayonnement I. R. Nous avons fait un essai avec une huile ne contenant aucune substance qui s'évapore (huile Apiezon D de Leybold) entre 0 et 100°, et avons obtenu des déformations du même ordre de grandeur qu'avec les autres substances. Par conséquent, le facteur évaporation ne représente pas la cause initiale de la déformation.

Nous avons vu au § 3 que le liquide s'échauffe à l'endroit irradié, monte à la surface, se partage ici et forme des tourbillons, de vitesse décroissante sur le parcours ABCD (voir *fig.* 2). Nous avons donc, au sein d'un liquide au repos, une partie du liquide qui est en mouvement. Consi-

dérons maintenant la formule de Bernouilli :

$$\frac{v^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + d = \text{const.},$$

où v représente la vitesse du liquide, ρ sa densité, p la pression hydrostatique, g l'accélération de la pesanteur et d la hauteur du liquide en mouvement. Cette formule indique que, h étant constant, p diminue quand v augmente. En l'appliquant à notre cas, on en déduit que, sur le parcours ABCD, la pression p diminue et notamment entre A et la surface du liquide, parcours qui nous intéresse particulièrement. La pression atmosphérique étant la même sur toute la surface du liquide, il s'ensuit que la quantité dont elle dépasse p se fera sentir et provoquera la déformation du liquide. Il y aura donc, à l'endroit où la vitesse est grande, par exemple au-dessus de A, une déformation plus grande qu'en B, où la vitesse a déjà beaucoup diminué.

D'après ce qu'on vient de voir, la profondeur de la déformation est en rapport avec la vitesse de la circulation du liquide. Au § 2, nous avons indiqué que la vitesse de circulation dépend de plusieurs facteurs : elle augmente avec l'absorption des rayons I. R., et avec le coefficient de dilatation cubique, et diminue quand croissent la chaleur spécifique, la conductibilité calorifique et la viscosité. Par conséquent, avec un coefficient d'absorption maximum pour la radiation considérée, la déformation sera proportionnelle à une fonction du coefficient de dilatation cubique α, et inversement proportionnelle à une fonction de la chaleur spécifique c, de la conductibilite calorifique τ et de la viscosité y. A la suite de la déformation, la surface totale du liquide se trouve augmentée. La tension superficielle ayant tendance à maintenir la surface à un minimum, la déformation sera, en plus, inversement proportionnelle à une fonction de la tension superficielle σ. On aura donc finalement

$$h = K\frac{f(\alpha)}{f(c)f(\tau)f(y)f(\sigma)}, \qquad (2)$$

K étant une constante.

Nous reproduisons, dans le tableau ci-dessous, les substances que nous avons étudiées plus particulièrement en les classant par coefficient de viscosité y croissants, et en ajoutant les valeurs pour les tensions superficielles σ et l'indice n donnant la pente des droites trouvées au § 11.

Tableau IV.

Substances.	Coefficient de dilatation cubique α.	Chaleur spécifique c.	Conductibilité calorifique τ.	Tension superficielle σ.	Viscosité y.	Indice (n).
Toluène	0,001099	0,412	0,00045	28,6	0,0058	—4,0
Xylol	0,000994	0,400	0,00026	28,4	0,0065	—3,3
Cyclohexane	0,001200	0,497	—	26,5	0,0089	—3,3
Alcool éthylique	0,001100	0,579	0,00041	22,0	0,0112	—3,0
Pétrole	0,000955	0,511	0,00040	26,0	0,015	—2,8
Alcool amylique	0,000948	0,603	0,00030	23,7	0,0492	—1,7
Cyclohexanol	0,000825	0,417	—	31,3	0,67	—0,86

En comparant les valeurs de α, c, τ et σ du tableau, on constate que les nombres respectifs pour les différentes substances ne diffèrent que très peu entre eux. Par contre, en comparant les valeurs de la viscosité y, on trouve des nombres très différents, qui vont en augmentant de 0,0058 (toluène) à 0,67 (cyclohexanol). Par conséquent, il est possible de comparer la sensibilité h avec la viscosité. Nous avons vu plus haut que h dépend de l'épaisseur de la couche suivante :

$$h = \frac{\text{const.}}{d^n}, \qquad (3)$$

où $(-n)$ représente la pente de la droite de la figure 20.

Les valeurs de n (*voir* Tableau IV) augmentent dans le même sens que la viscosité pour les différentes substances, de (— 4) à (— 0,86). Nous pouvons donc comparer n avec la viscosité. En portant $\log n$ en fonction de $\log y$, on obtient une droite dont la pente est (— 0,22) environ. On voit donc que la viscosité joue un rôle tout à fait prépondérant. Aux valeurs élevées de la viscosité correspondent des valeurs grandes de n et par conséquent, d'après (3) de grandes valeurs pour h (d étant < 1). Ceci nous permet de comprendre également l'insensibilité d'un liquide à viscosité élevée telle que la glycérine (*voir* § 2) (viscosité de la glycérine, 10,69).

13. **Étude de la déformation du liquide en fonction de l'énergie irradiée et sensibilité du dispositif.** — Il se pose maintenant la question de

savoir comment varie la déformation maximum h avec l'énergie irradiée. La figure 21 donne les valeurs de h pour le toluène en fonction du flux irradiant pour différentes épaisseurs de la couche.

On obtient une droite. Pour les autres substances étudiées, on obtient également des droites.

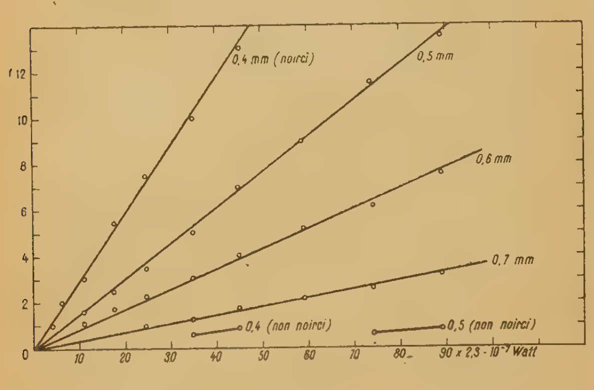


Fig. 21.

Dès lors, en mesurant les radiations I. R. à l'aide de la déformation h, le dispositif fonctionne comme un récepteur linéaire, exactement comme une pile thermoélectrique. Il peut donc être employé directement pour des mesures quantitatives. La pente des droites de la figure 21 donne immédiatement la sensibilité du système, c'est-à-dire la valeur du flux pour lequel on obtient encore une déviation h mesurable. Avec le dispositif donné, on pouvait encore lire $h = \frac{1}{10}$. Ainsi, on a, par exemple, pour l'alcool amylique, avec une couche de 0,35 mm d'épaisseur et avec un flux d'irradiation de $60 \times 2{,}3 . 10^{-7}$ W, la valeur de 5,5 pour h. Pour $h = \frac{1}{10}$, on obtient ainsi une sensibilité de $\frac{60 \times 2{,}3 \times 10^{-7}}{5{,}5 \times 10}$, c'est-à-dire environ $2{,}3 . 10^{-7}$ W. Au paragraphe 7, nous avions constaté que, dans les mêmes conditions expérimentales, la sensibilité de la pile thermoélectrique employée était de $2{,}3 . 10^{-7}$ W. Notre dispositif conduit donc à la même sensibilité que la pile thermoélectrique. La sensibilité avec le toluène est beaucoup plus grande. Avec une épaisseur de couche de 0,4 mm (voir *fig.* 21) et avec un flux de $4{,}5 \times 2{,}3 . 10^{-7}$ W, on obtient $h = 13$. On obtient ainsi, pour $h = \frac{1}{10}$, une sensibilité de $0{,}35 \times 2{,}3 . 10^{-7}$ W.

14. Déformation avec et sans noircissement du fond de la cuvette. — Le procédé décrit dans les premiers chapitres (solutions contenant des particules en suspension) n'utilise, dans l'émission totale I. R. du corps, dont on veut former l'image, que les longueurs d'onde coïncidant avec les bandes d'absorption de la solution employée. On pourrait donc obtenir une augmentation notable de la sensibilité si l'on pouvait se servir de tout le spectre I. R. émis par l'objet à photographier; en d'autres termes, faire du récepteur sélectif un récepteur total.

Voici une réalisation : les rayons I. R. viennent frapper la cuvette par le bas. Le fond de cette cuvette, qui doit être transparent pour l'I. R., a été noirci du côté liquide avec une substance absorbant tout l'I. R. Cette dernière s'échauffera par conséquent et cédera une partie de sa chaleur au liquide. On retrouve ainsi, de nouveau, la possibilité de formation d'images ou de déformation de la surface.

Pratiquement, on a procédé comme suit : le fond en mica d'une cuvette, telle qu'elle a été employée jusqu'à présent, a été recouvert, du côté du liquide, par une couche d'encre de Chine noire, d'épaisseur juste suffisante pour ne plus laisser passer de lumière visible. Ensuite, on a rempli cette cuvette avec le liquide employé habituellement, de l'alcool amylique par exemple, et l'on forme l'image de l'objet à photographier par le bas sur le fond de la cuvette. De cette façon, à l'endroit où se forme l'image I. R., la couche d'encre de Chine s'échauffe (le mica étant transparent jusqu'à environ 7 μ sous une épaisseur de 0,1 mm) pour échauffer, de son côté, le liquide en utilisant toutes les longueurs d'onde jusqu'à 7 μ.

Pour se rendre indépendant d'un fond transparent à l'I. R. tel que le mica, on peut se servir d'un fond confectionné avec une substance noire, de l'ébonite par exemple, et projeter l'image par le haut. Ce procédé utilise donc intégralement toutes les longueurs d'onde I. R., même celles supérieures à 7 μ.

TABLEAU V.

Substances.	Flux irradiant en $2{,}3 . 10^{-7}$ watt.	Épaisseur de la couche (mm).	Valeurs de h.		Augmentation de la sensibilité.
			mica noirci.	mica non noirci.	
Pétrole...	73,8	0,3	118	9	13,1
	73,8	0,4	60	6	10,0
Toluène...	35	0,4	100	6	16,7
	45	0,4	130	8	16,3
	73,8	0,5	117	6	19,5
	89	0,5	128	8	16,0

Afin d'obtenir une mesure quantitative de l'influence du noircissement, on a mesuré pour différents liquides la déformation avec et sans noircissement du support en mica. On a procédé de la façon suivante : on a déterminé la déformation h, d'abord avec le fond en mica non noirci, puis avec le mica noirci, avec pétrole et toluène comme liquide,

en couche d'épaisseur variable et avec différentes intensités de rayonnement. Le tableau V montre les résultats obtenus.

En résumé, *en se servant du spectre infrarouge total, tel qu'on vient de le décrire, on augmente la sensibilité très efficacement de* 10 *à* 19 *fois.*

15. **Emploi de la déformation de la surface pour rendre visible des objets émetteurs d'I. R.** — On a vu, que la déformation de la surface du liquide, causée par l'irradiation d'un objet émetteur d'I. R. intense, est visible à l'œil nu et reproduit à peu près la forme de l'objet en question. Nous allons décrire maintenant un *nouveau dispositif* (le deuxième procédé proprement dit), permettant la vision directe ou la photographie d'objets émetteurs I. R.

L'étude de la forme de la déformation (*voir* § 10) a montré que, lorsqu'on forme à la surface du liquide l'image d'un objet émetteur I. R. ponctiforme, il se produit une déformation concave de la surface qui permet de l'utiliser comme miroir concave pour la lumière réfléchie. Un faisceau de lumière parallèle donnera donc, sur la surface focale, un point lumineux qui peut être considéré comme l'image de l'émetteur ponctiforme. En décomposant maintenant virtuellement chaque objet émetteur d'I. R. en ses points constitutifs, chacun d'eux, constituera un miroir concave, à la surface du liquide. En rendant visibles les différents foyers, obtenus avec la lumière parallèle, on obtiendra une sorte d'image de l'objet.

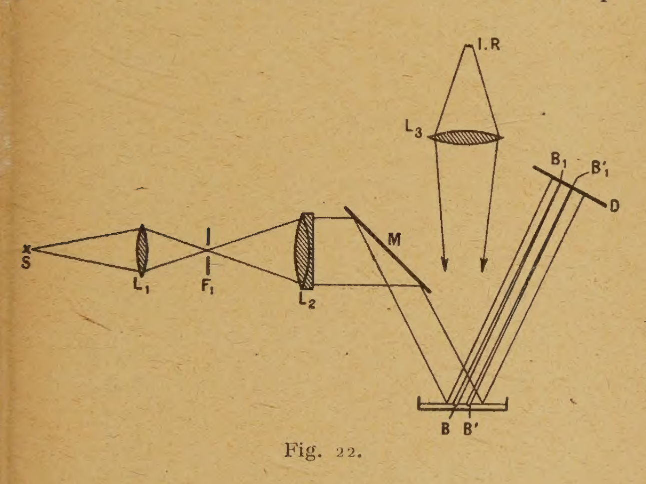


Fig. 22.

Pratiquement, on peut se servir du dispositif suivant (*fig.* 22). Comme dans la figure 18, on fera réfléchir à la surface du liquide un large faisceau de lumière parallèle en enlevant la fente F_2 et en remplaçant la fente F_1 par un diaphragme circulaire très petit. On observera ce faisceau réfléchi directement sur un écran en verre dépoli D, qu'on peut d'ailleurs remplacer par une plaque photographique ordinaire.

Le faisceau lumineux parallèle, qui sera réfléchi par une déformation B, forme en B_1, foyer de la déformation, un point lumineux qui se distingue en clair sur le fond de l'écran, moyennement éclairé par tout le faisceau parallèle. En général, l'objet émetteur à photographier ne rayonnera pas avec la même intensité en tous ces points, il se composera de points plus ou moins « clairs ». Il se formera donc sur la surface du liquide des points B avec des concavités variables. La profondeur de la concavité déterminant la distance focale du miroir concave, toutes les images B_1 ne se trouveront pas à la même distance BB_1 de la surface du liquide. Une irradiation plus intense donnera une concavité plus forte, c'est-à-dire une distance focale BB_1 plus courte et inversement avec une irradiation plus faible, la distance BB_1 sera plus grande. En d'autres mots, les images B_1 ne sont pas situées dans le même plan. Malgré cela, il subsiste la possibilité pour la formation d'une image, car les différents faisceaux BB_1 possèdent, même avec une distance BB_1 courte, une faible ouverture.

On obtiendra, comme le montre la figure 22, pour toutes les autres déformations B′, B″, etc., des petits cercles lumineux CC′, lorsque l'écran d'observation D se trouve au foyer B_1 de la déformation la plus intense. L'ensemble de l'image sur l'écran se composera donc de points lumineux et de petits cercles plus ou moins lumineux correspondant à des points d'irradiation plus ou moins intenses de l'objet à percevoir.

Le pouvoir séparateur du système décrit n'est pas très grand, car on constate que deux déformations B et B′ distantes de moins de 1 mm se confondent en une seule. On emploiera donc ce dispositif chaque fois que la finesse des détails de l'objet à percevoir sera de moindre importance, et qu'il suffira de voir les contours extérieurs avec peu de détails.

Pour obtenir une image de l'objet avec tous ses détails, il serait nécessaire de prendre des couches de liquide de plus en plus minces, afin d'empêcher que les concavités avoisinantes ne se confondent. Les couches d'épaisseurs inférieures à 0,3 mm ne s'étalent plus régulièrement sur leur support, à moins de prendre des précautions spéciales, qui seraient préjudiciables à la simplicité du système actuel.

Une formation d'images avec tous les détails serait possible, si l'on pouvait travailler sans liquide, c'est-à-dire obtenir l'image sur une substance solide. Des recherches déjà très satisfaisantes sont en cours et vont être publiées prochainement.

Manuscrit reçu le 1er juillet 1946.

SUR L'ENREGISTREMENT DE PRESSIONS AU MOYEN D'UN DISPOSITIF DE MESURE A DISTANCE DE FAIBLES DÉPLACEMENTS

Par R. WALEN.

Sommaire. — Description d'un procédé de mesure de pressions au moyen d'une transmission électrique à distance et répondant à certaines conditions de stabilité et de fidélité vis-à-vis des perturbations extérieures.

Position du problème. — Comme suite à un travail précédent fait en collaboration avec M. Bonet-Maury et concernant la mise au point d'un photomètre multiple et enregistreur pour croissance bactérienne, la question s'est posée d'effectuer des mesures de respiration microbienne présentant le même caractère de commodité et de multiplicité. Ces mesures se ramènent à un problème de manomètre enregistreur et l'on sait que la pression est une grandeur très déshéritée en matière d'enregistrement commode à distance.

Je crois utile d'exposer ici brièvement la solution adoptée, car elle peut, éventuellement, convenir pour résoudre des problèmes tout différents.

Les désidérata auxquels la méthode cherchée doit répondre sont les suivants :

— La pression doit être traduite par un courant électrique permettant la transmission.

— Différents appareils doivent pouvoir se connecter de façon à mesurer des sommes ou des différences de pressions.

— On doit pouvoir commuter facilement les courants mesurant des pressions de façon à réaliser des mesures multiples au moyen d'un instrument de mesure unique.

— Cet instrument doit avoir des caractéristiques telles qu'il peut facilement être monté à la place d'un microampèremètre d'enregistreur à ruban encreur commercial.

— L'ensemble, alimenté par le secteur, doit donner une mesure ne dépendant, dans la mesure voulue, ni de la tension ni de la fréquence de ce secteur, ni de la température.

— La mesure doit être linéaire, reproductible, il ne doit y avoir ni traînage, ni organes présentant un frottement quelconque autre que celui d'un pivot normal.

Type de solution adoptée. — L'ensemble du dispositif se sépare en deux parties connectées entre elles par une ligne de longueur quelconque :

— Le transmetteur qui transforme le déplacement donné par une capsule manométrique en différence de potentiel alternative proportionnelle à ce déplacement;

— Le récepteur ou instrument de mesure, qui, comme on le verra plus loin, est voisin en tant que conception du dynamomètre à induction et est, de façon générale, un logomètre.

Transmetteur. — Il se compose, dans la variante décrite ici, d'un circuit magnétique symétrique, à armature de fermeture mobile, comportant quatre enroulements montés en pont et alimentés par une tension alternative. La figure 1 montre la forme des tôles et leur disposition respective, abstraction faite des procédés de fixation et d'articulation. Cette forme n'est pas absolue, mais a été choisie comme utilisant des tôles de transformateur telles qu'il est possible de les trouver.

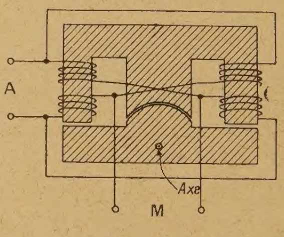


Fig. 1.

Le calcul, élémentaire, montre qu'un déplacement de l'armature mobile à partir de la position d'équilibre provoque l'apparition, aux bornes marquées M, d'une tension alternative, proportionnelle au déplacement, proportionnelle à et en phase avec la tension appliquée en A (alimentation) et indépendante de la fréquence, ceci à condition :

— que les déplacements restent petits (en pratique, 20 pour 100 de l'entrefer pour avoir une linéarité à 1 pour 100 près),

— que l'induction B reste assez faible pour que la reluctance du circuit soit due surtout à l'entrefer,

— que la force d'attraction magnétique résultant d'une position dissymétrique de l'armature mobile reste faible devant la force motrice (capsule).

Ces trois conditions sont généralement aisées à remplir, la puissance nécessaire au fonctionnement du récepteur étant faible.

Récepteur. — Initialement, le récepteur était un dynamomètre à induction (*fig.* 2 *a*) dont le circuit

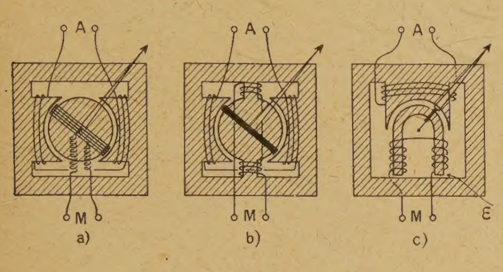


Fig. 2.

inducteur était celui d'un petit moteur universel, permettant un montage facile en remplacement du galvanomètre d'un enregistreur multicourbe Pyrotère. Les amenées de courant au cadre étaient construites au mieux pour éviter tout couple de rappel.

Comme on le sait, la déviation lue sur un tel instrument est proportionnelle au rapport de la composante active de la tension appliquée au cadre, à la tension alimentant l'inducteur. Ici encore, comme dans le cas du transmetteur, l'induction B doit rester faible.

Les circuits correspondants du transmetteur et du récepteur étant reliés ensemble, on obtient alors bien une relation linéaire entre la déviation lue (δ) et le déplacement (Δ).

Le dynamomètre peut cependant être simplifié : sur la figure 2 *b*, le cadre bobiné est remplacé par une spire en court-circuit dans laquelle une paire de bobines supplémentaires induit la force électromotrice qu'auparavant il fallait amener par des connections très souples et délicates. La forme la plus simple, finalement adoptée, et qui permet une échelle de près de 180°, est figurée en 2 *c*. Le circuit magnétique en fer à cheval qu'entoure la spire montée sur pivots est séparée du circuit principal par un faible intervalle d'air ε destiné à éviter une variation de la sensibilité lors d'une variation de l'induction B (variation de la tension du secteur).

Montage simplifié. — La figure 3 montre les deux principales façons de connecter transmetteur et récepteur : *a.* montage série de l'alimentation; *b.* montage parallèle. Dans les deux cas, pour des déplacements n'excédant pas 20 pour 100 de ε (valeur

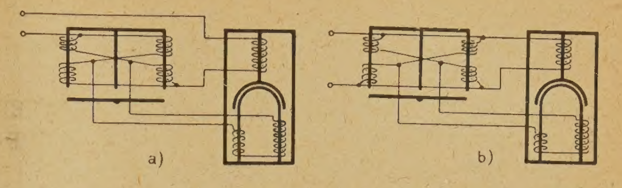


Fig. 3.

moyenne de l'entrefer), on constate une excellente linéarité et la constance de la déviation lue lors des variations dans l'alimentation.

Correction des défauts. — 1° Si l'on cherche à augmenter l'amplitude des déplacements Δ, la déviation lue δ n'est plus linéaire, et les termes supérieurs deviennent sensibles. On obtient des courbes du type de la figure 4 : *a.* montage série;

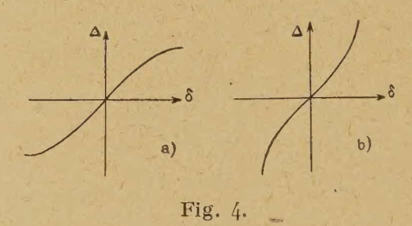


Fig. 4.

b. montage parallèle. Pour des raisons de symétrie, ces courbes sont de la forme $\delta = \alpha\Delta + \beta\Delta^3 + \gamma\Delta^5$ avec $\beta > 0$ en *a.* et $\beta < 0$ en *b.* Au moyen d'un montage compound, on peut obtenir une courbe pour laquelle $\beta = 0$ et qui est linéaire sur un domaine beaucoup plus étendu.

2° L'armature mobile du transmetteur subit une force magnétique qui tend à l'écarter de sa position d'équilibre. Cette force, qui varie avec la tension d'alimentation, s'ajoute à celle, mécanique, qui actionne l'armature (capsule manométrique, par exemple). On obtient ainsi une déviation qui augmente d'autant plus avec le courant d'alimentation que la capsule d'attaque est plus souple.

Dans les limites des variations normales du secteur, cet effet se compense en réglant l'intervalle d'air ε (*fig.* 2 *c*) de façon que la sensibilité du récepteur diminue lorsque le courant d'alimentation augmente. La correction est facilitée par un circuit en fer à cheval assez mince où les phénomènes de saturation se produisent rapidement. Bien entendu, on est limité dans cette voie et la force d'attraction magnétique ne doit pas excéder une certaine fraction de la force mécanique.

3° Le zéro de l'instrument de mesure se trouve placé normalement au milieu de l'échelle. Pour le déplacer

à l'extrémité tout en gardant pour le transmetteur un zéro correspondant à la position d'équilibre, on ajoute dans le circuit de mesure une tension auxiliaire obtenue, par exemple, en enroulant quelques spires sur le pôle d'excitation du récepteur.

Montage complet. — D'après ce qui précède, on comprend sans plus le montage réel de la figure 5 où l'inducteur du récepteur comporte trois enroulements.

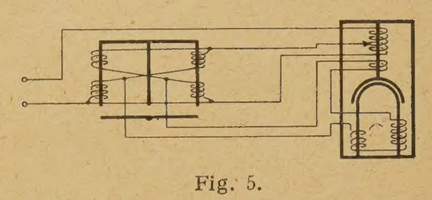


Fig. 5.

Variantes. — 1. Lorsque l'on désire effectuer des additions ou des soustractions de déplacements, le circuit de mesure doit être complètement isolé du circuit d'alimentation afin de permettre la mise en série des tensions obtenues. On a alors avantage à faire fonctionner le transmetteur comme une sorte de transformateur à tension de sortie variable, conformément à la figure 6.

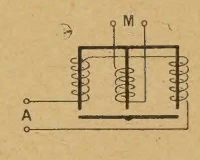


Fig. 6.

2. On peut aussi arriver à former le produit ou le quotient de déplacements. Dans le premier cas, un transmetteur en alimente un second dont le circuit M est connecté au récepteur. Dans le second, un transmetteur alimente l'inducteur de l'instrument de mesure. Ces opérations exigent cependant que l'un des transmetteurs soit capable de fournir une puissance beaucoup plus élevée que l'autre, à moins d'avoir recours à une amplification intermédiaire.

Précision. — A titre d'indication, dans le premier modèle construit, la sensibilité était de $\delta = 1000\,\Delta$, c'est-à-dire 1 mm de déviation de l'aiguille pour 1 μ de déplacement. Cette sensibilité exigeait certaines précautions, comme, par exemple, une tige de transmission capsule-armature mobile en alliage tel que les différences de dilatation thermiques entre le circuit en fer et le bâti en laiton se trouvaient compensées.

Ce modèle était destiné aux mesures de variation de pression découlant de la respiration microbienne. A cet effet, les deux côtés de l'armature mobile étaient reliés à deux capsules manométriques identiques. Les mesures étaient ainsi rendues différentielles, avec élimination d'un certain nombre de perturbations possibles.

Depuis, au Laboratoire Curie, il a été mis au point un ensemble de 6 transmetteurs identiques au précédent, actionnés par 12 capsules manométriques reliées à des flacons identiques. Le tout est connecté à un enregistreur à 6 courbes où le galvanomètre est remplacé par le récepteur décrit plus haut. La commutation des circuits s'y effectue par un mécanisme d'horlogerie inclus dans l'enregistreur.

Conclusion. — Comme on peut le voir sur les schémas, transmetteurs et récepteurs sont de construction relativement simple et permettent de mesurer à distance des déplacements avec une précision de l'ordre du micron en faisant appel à un récepteur particulièrement indéréglable et robuste et dont l'encombrement peut être rendu faible par suite du remplacement du cadre par une spire en court-circuit.

Je pense, qu'en dehors des mesures de pression, cette méthode de transmission peut encore être utile dans d'autres problèmes où le lieu d'une mesure est éloigné ou peu accessible.

Manuscrit reçu le 16 décembre 1946.

Le Gérant : Maurice Blondin. 125207 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1946.